PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 7. | 1. April 1916. Redaktionsschluß für No. 8 am 8. April 1916. | 17. Jahrgang.

INHALT:

Ernst Mach †. S. 101.

Originalmitteilungen:

Th. Wereide, Die statistisch-mechanische Grundlage der allgemeinen Quantentheorie. S. 104.

C. Déguisne, Über Beobachtungen am Röntgen-Transformator. S. 106.

A. Korn, Magnetische Teilchen und rotierende Teilchen. S. 112.

F. Tank, Eine Resonanzmethode zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten leitender Dielektriken, sowie zur Messung des Phasenfaktors von Rheostatwiderständen. S. 114.

H. Dießelhorst u. H. Freundlich, Über Schlierenbildung in kolloiden Lösungen und ein Verfahren die Gestalt von Kolloidteilchen festzustellen. S. 117.

Zusammenfassende Bearbeitungen:

W. Voigt, Flüssige Kristalle und anisotrope Flüssigkeiten. (Fortsetzung.) S. 128.

Besprechungen:

W. Fahrion, Neuere Gerbemethoden und Gerbetheorien. S. 135.

F. Poske, Didaktik des physikalischen Unterrichts. S. 136.

C. Doelter, Die Farben der Mineralien, insbesondere der Edelsteine. S. 136.

W. Brunner, Dreht sich die Erde? S. 137.

G. Kerschensteiner, Wesen und Wert des naturwissenschaftlichen Unterrichts. S. 137.

Ausschuß für Einheits- und Formelgrößen (AEF). S. 137.

Nachtrag zur Übersicht über die Kriegsbeteiligung der Deutschen Physiker. S. 138.

Tagesereignisse. S. 138.

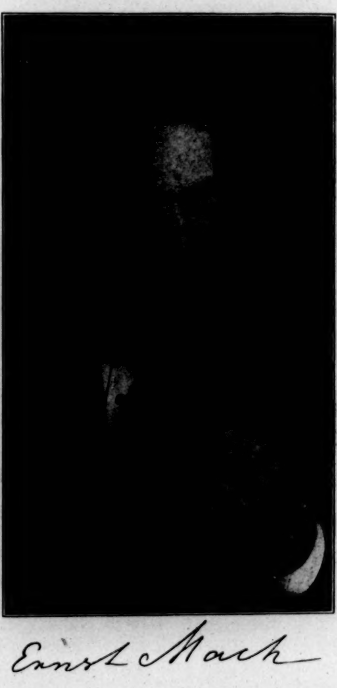
Personalien. S. 138.

Vorlesungsverzeichnis f. das Sommersemester 1916. S. 139.

Ernst Mach.

Von A. Einstein.

In diesen Tagen schied von uns Ernst Mach, der auf die erkenntnistheoretische Orientierung der Naturforscher unserer Zeit von größtem Einfluß war, ein Mann von seltener Selbständigkeit des Urteils. Bei ihm war die unmittelbare Freude am Sehen und Begreifen, Spinozas amor dei intellectualis, so stark vorherrschend, daß er bis ins hohe Alter hinein mit den neugierigen Augen des Kindes in die Welt guckte, um sich wunschlos am Verstehen der Zusammenhänge zu erfreuen.



Wie kommt aber ein ordentlich begabter Naturforscher überhaupt dazu, sich um Erkenntnistheorie zu kümmern? Gibt es nicht in seinem Fache wertvollere Arbeit? So höre ich manche meiner Fachgenossen hierauf sagen, oder spüre bei noch viel mehr, daß sie so fühlen. Diese Gesinnung kann ich nicht teilen. Wenn ich an die tüchtigsten Studenten denke, die mir beim Lehren begegnet sind, d. h. an solche, die sich durch Selbständigkeit des Urteils, nicht nur durch bloße Behendigkeit auszeichneten, so konstatiere ich bei ihnen, daß sie sich lebhaft um Erkenntnistheorie kümmerten. Gerne begannen sie Diskussionen über die Ziele und Methoden der Wissenschaften und zeigten durch Hartnäckigkeit im Verfechten ihrer Ansichten unzweideutig, daß ihnen der Gegenstand wichtig erschien. Dies ist fürwahr nicht zu verwundern.

Wenn ich mich nicht aus äußeren Gründen, wie Gelderwerb, Ehrgeiz und auch nicht oder wenigstens nicht ausschließlich des sportlichen Vergnügens, der Lust am Gehirn-Turnen wegen einer Wissenschaft zuwende, so muß mich als Jünger dieser Wissenschaft die Frage brennend interessieren: Was für ein Ziel will und kann die Wissenschaft erreichen, der ich mich hingebe? Inwiefern sind deren allgemeine Ergebnisse „wahr"? Was ist wesentlich, was beruht nur auf Zufälligkeiten der Entwicklung?

Um nun Machs Verdienst zu würdigen, darf man nicht die Frage aufwerfen: Was hat Mach in diesen allgemeinen Fragen erdacht, was kein Mensch vor ihm ersann? Die Wahrheit in diesen Dingen muß immer und immer wieder von kräftigen Naturen neu gemeißelt werden, immer entsprechend den Bedürfnissen der Zeit, für die der Bildner arbeitet; wird sie nicht immer neu erzeugt, so geht sie uns über-

haupt verloren. So ist es schwer, und auch gar nicht so wesentlich, die Fragen zu beantworten: „Was hat Mach gelehrt, was gegenüber Bacon und Hume prinzipiell neu wäre?" „Was unterscheidet ihn wesentlich von Stuart Mill, Kirchhoff, Hertz, Helmholtz, was den allgemein erkenntnistheoretischen Standpunkt gegenüber den Einzelwissenschaften anlangt?" Tatsache ist, daß Mach durch seine historischkritischen Schriften, in denen er das Werden der Einzelwissenschaften mit so viel Liebe verfolgt und den einzelnen auf dem Gebiete bahnbrechenden Forschern bis ins Innere ihres Gehirnstübchens nachspürt, einen großen Einfluß auf unsere Generation von Naturforschern gehabt hat. Ich glaube sogar, daß diejenigen, welche sich für Gegner Machs halten, kaum wissen, wieviel von Machscher Betrachtungsweise sie sozusagen mit der Muttermilch eingesogen haben.

Nach Mach ist Wissenschaft nichts anderes, als Vergleichung und Ordnung der uns tatsächlich gegebenen Bewußtseinsinhalte nach gewissen, von uns allmählich ertasteten Gesichtspunkten und Methoden. Physik und Psychologie unterscheiden sich also voneinander nicht in dem Gegenstande, sondern nur in den Gesichtspunkten der Anordnung und Verknüpfung des Stoffes. Als seine wichtigste Aufgabe scheint es Mach vorgeschwebt zu sein, an den von ihm beherrschten Einzelwissenschaften darzutun, wie sich diese Ordnung im einzelnen vollzogen hat. Als Resultate der Ordnungstätigkeit ergeben sich die abstrakten Begriffe und die Gesetze (Regeln) ihrer Verknüpfung. Beide werden so gewählt, daß sie zusammen ein ordnendes Schema bilden, in welches sich die zu ordnenden Gegebenheiten sicher und übersichtlich einreihen lassen. Begriffe haben nach dem Gesagten nur Sinn, sofern die Dinge aufgezeigt werden können, auf die sie sich beziehen, sowie die Gesichtspunkte, gemäß welchen sie diesen Dinge zugeordnet sind (Analyse der Begriffe).

Die Bedeutung solcher Geister, wie Mach, liegt nun keineswegs nur darin, daß sie gewisse philosophische Bedürfnisse der Zeit befriedigen, die der eingefleischte Fachwissenschaftler als Luxus bezeichnen mag. Begriffe, welche sich bei der Ordnung der Dinge als nützlich erwiesen haben, erlangen über uns leicht eine solche Autorität, daß wir ihres irdischen Ursprungs vergessen und sie als unabänderliche Gegebenheiten hinnehmen. Sie werden dann zu „Denknotwendigkeiten", „Gegebenen a priori" usw. gestempelt. Der Weg des wissenschaftlichen Fortschrittes wird durch solche Irrtümer oft für lange Zeit ungangbar gemacht. Es ist deshalb durchaus keine müßige Spielerei, wenn wir darin geübt werden, die längst geläufigen Begriffe zu analysieren und zu zeigen, von welchen Umständen ihre Berechtigung und Brauchbarkeit abhängt, wie sie im einzelnen aus den Gegebenheiten der Erfahrung herausgewachsen sind. Dadurch wird ihre allzu große Autorität gebrochen. Sie werden entfernt, wenn sie sich nicht ordentlich legitimieren können, korrigiert, wenn ihre Zuordnung zu den gegebenen Dingen allzu nachlässig war, durch andere ersetzt, wenn sieh ein neues System aufstellen läßt, das wir aus irgendwelchen Gründen vorziehen.

Derartige Analysen erscheinen dem Fachwissenschaftler, dessen Blick mehr auf das Einzelne gerichtet ist, meist überflüssig, gespreizt, zuweilen gar lächerlich. Die Situation ändert sich aber, wenn einer der gewohnheitsmäßig benutzten Begriffe durch einen schärferen ersetzt werden soll, weil es die Entwicklung der betreffenden Wissenschaft erheischt. Dann erheben diejenigen, welche den eigenen Begriffen gegenüber nicht reinlich verfahren sind, energischen Protest und klagen über revolutionäre Bedrohung der heiligsten Güter. In dies Geschrei mischen sich dann die Stimmen derjenigen Philosophen, welche jenen Begriff nicht entbehren zu können glauben, weil sie ihn in ihr Schatzkästlein des „Absoluten" des „a priori" oder kurz derart eingereiht hatten, daß sie dessen prinzipielle Unabänderlichkeit proklamiert hatten.

Der Leser errät schon, daß ich hier vorzugsweise auf gewisse Begriffe der Lehre von Raum und Zeit, sowie der Mechanik anspiele, welche durch die Relativitätstheorie eine Modifikation erfahren haben. Niemand kann es den Erkenntnistheoretikern nehmen, daß sie der Entwicklung hier die Wege geebnet haben; von mir selbst weiß ich mindestens, daß ich insbesondere durch Hume und Mach direkt und indirekt sehr gefördert worden bin. Ich bitte den Leser, Machs Werk: „Die Mechanik in ihrer Entwicklung" in die Hand zu nehmen und die unter 6. und 7. im zweiten Kapitel gegebenen Betrachtungen („Newtons Ansichten über Zeit, Raum und Bewegung" und „Übersichtliche Kritik der Newtonschen Aufstellungen"). Dort finden sich Gedanken meisterhaft dargelegt, die noch keineswegs Gemeingut der Physiker geworden sind. Diese Partien sind noch deshalb besonders anziehend, weil sie an wörtlich zitierte Stellen Newtons anknüpfen. Hier einige Rosinen:

Newton: „Die absolute, wahre und mathematische Zeit verfließt an sich und vermöge ihrer Natur gleichförmig und ohne Beziehung auf irgendeinen äußeren Gegenstand. Sie wird auch mit dem Namen Dauer belegt."

„Die relative, scheinbare und gewöhnliche Zeit ist ein fühlbares und äußerliches, entweder

genaues oder ungleiches Maß der Dauer, dessen man sich gewöhnlich statt der wahren Zeit bedient, wie Stunde, Tag, Monat, Jahr."

Mach: „.... Wenn ein Ding A sich mit der Zeit ändert, so heißt dies nur, die Umstände eines Dinges A hängen von den Umständen eines andern Dinges B ab. Die Schwingungen eines Pendels gehen in der Zeit vor, wenn dessen Exkursion von der Lage der Erde abhängt. Da wir bei Beobachtung des Pendels nicht auf die Abhängigkeit von der Lage der Erde zu achten brauchen, sondern dasselbe mit irgendeinem anderen Ding vergleichen können (....), so entsteht leicht die Meinung, daß alle diese Dinge unwesentlich seien. ... Wir sind außerstande, die Veränderungen der Dinge an der Zeit zu messen. Die Zeit ist vielmehr eine Abstraktion, zu der wir durch die Veränderung der Dinge gelangen, weil wir auf kein bestimmtes Maß angewiesen sind, da eben alle untereinander zusammenhängen."

Newton: „Der absolute Raum bleibt vermöge seiner Natur und ohne Beziehung auf einen äußeren Gegenstand stets gleich und unbeweglich."

„Der relative Raum ist ein Maß oder ein beweglicher Teil des ersteren, welcher von unseren Sinnen, durch seine Lage gegen andere Körper bezeichnet und gewöhnlich für den unbeweglichen Raum genommen wird."

Dann folgt eine entsprechende Definition der Begriffe „absolute Bewegung" und „relative Bewegung". Hierauf:

„Die wirkenden Ursachen, durch welche absolute und relative Bewegung voneinander verschieden sind, sind die Fliehkräfte von der Achse der Bewegung. Bei einer nur relativen Kreisbewegung existieren diese Kräfte nicht, aber sie sind kleiner oder größer, je nach Verhältnis der Größe der (absoluten) Bewegung."

Es folgt nun die Beschreibung des wohlbekannten Eimerversuches, welcher die letzte Behauptung anschaulich begründen soll.

Die Kritik, welche Mach diesem Standpunkte zuteil werden läßt, ist sehr interessant; ich zitiere aus derselben einige besonders prägnante Stellen. „Wenn wir sagen, daß ein Körper K seine Richtung und Geschwindigkeit nur durch den Einfluß eines anderen Körpers K' ändert, so können wir zu dieser Einsicht gar nicht kommen, wenn nicht andere Körper A, B, C ... vorhanden sind, gegen welche wir die Bewegung des Körpers K beurteilen. Wir erkennen also eigentlich eine Beziehung des Körpers K zu A, B, C. ... Wenn wir nun plötzlich von A, B, C ... absehen, und von einem Verhalten des Körpers K im absoluten Raume sprechen wollten, so würden wir einen doppelten Fehler begehen. Einmal könnten wir nicht wissen, wie sich K bei Abwesenheit von A, B, C ... benehmen würde, dann aber würde uns jedes Mittel fehlen, das Benehmen des Körpers K zu beurteilen, und unsere Aussage zu prüfen, welche demnach keinen naturwissenschaftlichen Sinn hätte."

„Die Bewegung eines Körpers K kann immer nur beurteilt werden in bezug auf andere Körper A, B, C. ... Da wir immer eine genügende Anzahl gegeneinander relativ festliegender oder ihre Lage nur langsam ändernder Körper zur Verfügung haben, so sind wir hierbei auf keinen bestimmten Körper angewiesen, und können bald von diesem, bald von jenem absehen. Hierdurch entstand die Meinung, daß diese Körper überhaupt gleichgültig seien."

„Der Versuch Newtons mit dem rotierenden Wassergefäß lehrt nur, daß die Relativdrehung des Wassers gegen die Gefäßwände keine merklichen Zentrifugalkräfte weckt, daß dieselben aber durch die Relativdrehung gegen die Masse der Erde und die übrigen Himmelskörper geweckt werden. Niemand kann sagen, wie der Versuch verlaufen würde, wenn die Gefäßwände immer dicker und massiger und zuletzt mehrere Meilen dick würden ..."

Die zitierten Zeilen zeigen, daß Mach die schwachen Seiten der klassischen Mechanik klar erkannt hat und nicht weit davon entfernt war, eine allgemeine Relativitätstheorie zu fordern, und dies schon vor fast einem halben Jahrhundert! Es ist nicht unwahrscheinlich, daß Mach auf die Relativitätstheorie gekommen wäre, wenn in der Zeit, als er jugendfrischen Geistes war, die Frage nach der Bedeutung der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit schon die Physiker bewegt hätte. Beim Fehlen dieser aus der Maxwell-Lorentzschen Elektrodynamik fließenden Anregung reichte auch Machs kritisches Bedürfnis nicht hin, um das Gefühl der Notwendigkeit einer Definition der Gleichzeitigkeit örtlich distanter Ereignisse zu erwecken.

Die Betrachtungen über Newtons Eimerversuch zeigen, wie nahe seinem Geiste die Forderung der Relativität im allgemeineren Sinne (Relativität der Beschleunigungen) lag. Allerdings fehlt hier das lebhafte Bewußtsein davon, daß die Gleichheit der trägen und schweren Masse der Körper zu einem Relativitätspostulat im weiteren Sinne herausfordert, indem wir nicht imstande sind, durch Versuche darüber zu entscheiden, ob das Fallen der Körper relativ zu einem Koordinatensystem auf das Vorhandensein eines Gravitationsfeldes oder auf einen Beschleunigungszustand des Koordinatensystems zurückzuführen sei.

Mach war seiner geistigen Entwicklung nach nicht ein Philosoph, der sich die Naturwissenschaften als Objekt seiner Spekulationen wählte, sondern ein vielseitig interessierter, emsiger Naturforscher, dem die Erforschung auch abseits vom Brennpunkte des allgemeinen Interesses gelegener Detailfragen sichtlich Vergnügen machte. Hiervon zeugen die schier unzählbaren Einzeluntersuchungen aus dem Gebiete der Physik und empirischen Psychologie, die er teils allein, teils zusammen mit Schülern publizierte. Von seinen physikalischen Experimentaluntersuchungen sind diejenigen über die Schallwellen, welche von Geschossen erzeugt werden, am bekanntesten geworden. War auch der dabei verwendete Grundgedanke nicht prinzipiell neu, so zeigten doch diese Untersuchungen von außergewöhnlicher experimenteller Begabung. Es gelang ihm, die Dichteverteilung der Luft in der Umgebung eines mit Über-Schallgeschwindigkeit fliegenden Geschosses photographisch aufzunehmen und so über eine Gattung akustischer Vorgänge Licht zu verbreiten, über welche man vor ihm nichts wußte. Sein populärer Vortrag hierüber wird jedem Freude machen, der an physikalischen Dingen Freude haben kann.

Machs philosophische Studien entspringen einzig dem Wunsche, einen Standpunkt zu gewinnen, von dem aus die verschiedenen wissenschaftlichen Fächer, denen er seine Lebensarbeit gewidmet hatte, als ein einheitliches Streben sich auffassen ließen. Alle Wissenschaft faßt er als Streben nach Ordnung der elementaren Einzelerfahrungen auf, die er als „Empfindungen" bezeichnete. Diese Wortbezeichnung brachte es wohl mit sich, daß der nüchterne und vorsichtige Denker von solchen, die sich nicht eingehend mit seinen Werken befaßten, öfter für einen philosophischen Idealisten und Solipsisten gehalten wurde.

Beim Lesen der Machschen Werke fühlt man angenehm das Behagen, das der Autor beim mühelosen Niederschreiben seiner prägnanten, treffenden Sätze gefühlt haben muß. Aber nicht nur intellektuelles Vergnügen und Freude am guten Stil machen die Lektüre seiner Bücher immer wieder so anziehend, sondern auch die gütige, menschenfreundliche und hoffnungsfrohe Gesinnung, die oft zwischen den Zeilen hervorschimmert, wenn er über allgemein menschliche Dinge redet. Diese Gesinnung schützte ihn auch vor der Zeitkrankheit, von der heute wenige verschont sind, vor dem nationalen Fanatismus. In seinem populären Aufsatze „Über Erscheinungen an fliegenden Projektilen" hat er es sich nicht versagen können, im letzten Absatze seiner Hoffnung auf eine Verständigung der Völker Ausdruck zu geben.

(Eingegangen 14. März 1916.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die statistisch-mechanische Grundlage der allgemeinen Quantentheorie [1]).

Von Th. Wereide.

Wenn die Energie eines physikalischen Systems durch die Werte der Hamiltonschen Koordinate

$$p_1 \cdots p_n \; q_1 \cdots q_n$$

bestimmt ist, so geht man in der Statistik in der Weise vor, daß man diese Koordinaten in einem $2n$-dimensionalen Koordinatensystem zusammenstellt. Der durch die $2n$ Koordinaten definierte $2n$-dimensionale Raum wird dann in überall gleich große Raumteilchen, sogenannte Elementargebiete, geteilt, jedes Raumelement von der Größe

$$d\tau = dp_1 \ldots dp_n \, dq_1 \ldots dq_n.$$

Der Unterschied zwischen der älteren Statistik und der modernen, der Quantentheorie, ist nun einfach der folgende:

In der klassischen Statistik spielt das Element $d\tau$ lediglich die Rolle eines Integrationselementes, und die statistischen Formeln sollen die größte Genauigkeit bekommen, wenn man $d\tau$ unendlich klein macht. Man bekommt dann Formeln, welche in einigen Fällen, z. B. bei der spezifischen Wärme der Gase, vollkommen mit der Erfahrung übereinstimmen, in anderen Fällen dagegen, z. B. im Falle der schwarzen Strahlung, mit den experimentellen Tatsachen in offenbarem Widerspruch sind.

Durch die Quantentheorie wird nun diese Schwierigkeit ganz einfach in der Weise überwunden, daß man in den Formeln der klassischen Statistik das Elementargebiet $d\tau$ nicht unendlich klein macht, sondern ihm eine solche Größe gibt, daß die Formeln mit der Erfahrung übereinstimmen.

Dieser scheinbaren Willkürlichkeit gegenüber dem Element $d\tau$ hat man vergebens versucht eine physikalische Begründung zu geben. Eine solche Begründung wäre die Annahme, daß die Endlichkeit von $d\tau$ auf eine diskon-

1) Zusammengefaßte Darstellung der gleichlautenden Abhandlung in Ann. d. Physik 1916.

tinuierliche Änderung der Koordinaten zurückzuführen wäre in der Weise, daß die Koordinaten $p_1 \ldots q_n$ sich sprungweise um beziehungsweise die endlichen Größen $dp_1 \ldots dq_n$ änderten. Eine solche Annahme ist nun als unhaltbar aufgegeben. Dagegen behaupten noch viele Physiker, daß die Endlichkeit von $d\tau$ mit den klassischen dynamischen Gesetzen in Widerspruch stehen soll, und man diskutiert ernsthaft die Frage, in welcher Weise diese Gesetze zu revidieren sind.

In dem folgenden soll gezeigt werden, daß der erwähnte Widerspruch nicht vorhanden ist. Vielmehr ergibt sich ein endlicher Wert von $d\tau$ als eine Konsequenz der klassischen dynamischen Gesetze, sobald man die Existenz einer Nullpunktsenergie voraussetzt.

Nach der statistischen Mechanik[1]) ist die Entropie eines physikalischen Systems:

$$S = k\log\frac{1}{D} = k\log(W\,d\tau) = \int^{T}\frac{dU+p\,dv}{T} \qquad (1)$$

Hier bedeutet W die Zahl der Elemente $d\tau$, welche der Zustandspunkt des Systems durchläuft. Wenn die mathematische Wahrscheinlichkeit dafür, daß der Zustandspunkt sich in einem Element $d\tau$ befindet gleich P ist, so ist

$$D = \frac{P}{d\tau},$$

die sogenannte Wahrscheinlichkeitsdichte. v ist das Volumen des Systems, p der Druck, U seine Energie und T seine absolute Temperatur.

$W d\tau$ bedeutet den durchlaufenen Teil des Zustandsraumes. Nennen wir diesen Raumteil Z. Die Größe dieses Raumteiles ist

$$Z = \sum_{1} \ldots \sum_{2n} dp_1 \ldots dp_n\, dq_1 \ldots dq_n,$$

wo die Summation über die durchlaufenen Elemente zu unternehmen ist. In einigen Fällen hängt der Mittelwert einer Koordinate p_i von dem Mittelwert der entsprechenden Koordinate q_i ab. Dann läßt sich das zweidimensionale Elementargebiet $dp_i\, dq_i$ durch ein eindimensionales Gebiet dr_i ausdrücken, und der Zustand des Systems wird durch n unabhängige Koordinaten r bestimmt.

Um eine allgemeine Behandlung zu ermöglichen, werden wir deshalb ganz allgemein die unabhängigen Koordinaten des Systems mit r_1, $r_2, \ldots r_m$ bezeichnen. Das Zustandsvolumen hat also die Form

$$Z = \sum \ldots \sum dr_1 \ldots dr_m$$

und die Dimension

$$[Z] = [\text{Energie} \cdot \text{Zeit}]^n. \qquad (2)$$

1) Diese Zeitschr. 17, 62, 1916.

Der stationäre Zustand des Systems ist dadurch charakterisiert, daß Z seinen Maximalwert erreicht hat.

Da also Z, im Gleichgewichtszustande, eine konstante Größe hat, muß es auf die Form eines Parallelepipeds gebracht werden können, also

$$Z = H_1\, H_2 \ldots H_m,$$

wo H_1, $H_2 \ldots$ für jede Koordinate charakteristische Konstanten sind, welche ein Maß für die Variationsfähigkeit der Koordinate geben, und welche so gewählt sind, daß sie für jede einzelne Koordinate dem richtigen Mittelwert der Energie entsprechen. Durch diese Transformation haben wir das wirkliche System in ein neues System umgeformt, das mit dem wirklichen insoweit äquivalent ist, als es dieselbe Entropie und dieselbe Energie hat wie das wirkliche System.

Wir werden voraussetzen, daß wenn die Temperatur gegen Null geht, so geht die Energie nicht gegen Null, sondern gegen eine konstante Nullpunktsenergie von endlicher Größe. Dann muß auch das Zustandsvolumen Z gegen einen endlichen Nullpunktswert

$$Z_0 = h_1\, h_2 \ldots h_m$$

gehen, wo h_1, $h_2 \ldots$ die Nullpunktswerte der Größen H_1, $H_2, \ldots$ sind.

Es sei U_i der Teil der Energie, welcher von der Koordinate r_i abhängt. Nach der statistischen Mechanik ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die Koordinate r_i sich in dem Gebiete dr_i befindet.

$$P_{dr_i} = \frac{e^{-\frac{U_i}{kT}}\, dr_i}{\sum e^{-\frac{U_i}{kT}}\, dr_i} \qquad (3)$$

wo U_i die Energie ist, welche die Koordinate r_i darstellt, wenn sie sich in dem Gebiete dr_i befindet.

Unsere Aufgabe ist nun, den Mittelwert der Energie U_i zu berechnen. Diese Berechnung wird möglich, sobald wir die Wahrscheinlichkeit P_{dU_i} dafür finden können, daß die Energie U_i sich in dem Gebiete dU_i befindet. Diese Wahrscheinlichkeit wird offenbar gleich der Wahrscheinlichkeit P_{dr_i} vorausgesetzt daß die Energiegebiete dU_i so gewählt werden, daß jedem Gebiete dr_i eindeutig ein bestimmtes Gebiet dU_i entspricht. Es muß bemerkt werden, daß umgekehrt einem gegebenen Gebiete dU_i sehr wohl mehrere[1]), einander äquivalente, Gebiete dr_i entsprechen können.

1) Z. B. in dem Falle eines linearen Planckschen Oszillators. Hier ist $dr_i = dp_i\, dq_i$ und es gibt mehrere solche Elemente, welche derselben Energie entsprechen.

Wenn wir also die Gebiete dU_i in der gesagten Weise festsetzen, so wird die gesuchte Wahrscheinlichkeit

$$P_{dU_i} = \frac{e^{-\frac{U_i}{kT}} dr_i}{\sum e^{-\frac{U_i}{kT}} dr_i}. \quad (4)$$

Über die Größe der Gebiete dr_i oder $d\tau$ wissen wir vorläufig nichts. Es ist während der Ableitung der Formel (3) vorausgetzt, daß sie überall in dem Zustandsraume denselben Wert haben, aber wir haben bisher keine Bedingung gefunden, welche verhindert daß sie beliebig klein gewählt werden können.

Es ist nun leicht zu zeigen, daß eine solche Bedingung existiert.

Wir denken uns, daß die Temperatur immer kleiner gemacht wird. Wenn die Temperatur gegen Null geht, so nähert sich die variable Energie U_i dem konstanten Wert U_{i0} und wir erhalten

$$\lim_{T \to 0} P_{dU_i} = \frac{e^{-\frac{U_{i0}}{kT}} dr_i}{e^{-\frac{U_{i0}}{kT}} \Sigma dr_i} = \frac{dr_i}{h_i}.$$

Da dieser Grenzwert der Wahrscheinlichkeit offenbar gleich eins sein muß, so wird

$$dr_i = h_i$$

oder $d\tau = dr_1\, dr_2 \ldots dr_m = h_1\, h_2 \ldots h_m = Z_0$, d. h. wenn die Wahrscheinlichkeitsformel (4) für alle Temperaturen gelten soll, muß man als Elementargebiet das Nullpunktsvolumen wählen.

Für den Mittelwert der Energie bekommen wir dann

$$\overline{U_i} = U_{i0} + \frac{\sum_0^\infty e^{-\frac{y_i(r_i)}{kT}} y_i(r_i)}{\sum_0^\infty e^{-\frac{y_i(r_i)}{kT}}} \quad (5)$$

wo $y_i = U_i - U_{i0}$
und $r_i = nh_i$, n = ganze Zahl.

Für die Entropie erhält man

$$S = k \log \frac{Z}{h_1\, h_2 \ldots h_m} + k \log h_1\, h_2\, h_m.$$

Das letzte Glied, die Nullpunktsentropie, ist eine Konstante, die für die gewöhnlichen Anwendungen der Entropie keine Rolle spielt. Man kann sie deshalb zweckmäßig weglassen und bekommt dann die Plancksche Entropie

$$S = k \log \frac{Z}{h_1\, h_2 \ldots h_m} = k \log W, \quad (6)$$

wo W die Zahl von Elementen

$$d\tau = h_1\, h_2 \ldots h_m$$

ist, welche in dem durchlaufenen Volumen Z enthalten sind, oder, mit anderen Worten, wo W die Zahl von durchlaufenen Zustandspunkten ist, wenn man sich denkt, daß jede Koordinate r_i sich sprungweise um den Wert h_i ändert.

Die Formeln (5) und (6) bilden die Grundlage der Quantentheorie. Somit ist diese Theorie nicht in Widerspruch mit der statistischen Mechanik, sondern vielmehr eine Konsequenz derselben, sobald man eine endliche Nullpunktsenergie voraussetzt. Die scheinbare Diskontinuität ist nur mathematischer Art und hat keine Beseitigung der gewöhnlichen dynamischen Gleichungen zur Folge.

Wendet man die Formel (6) auf das Problem der schwarzen Strahlung an, ergibt sich das Plancksche Strahlungsgesetz.

Der Nullpunktsenergie eines linearen Planckschen Oszillators muß man den Wert $\frac{h\nu}{2}$ zuschreiben, ganz wie Planck es angenommen hat.

(Eingegangen 6. März 1915.)

Über Beobachtungen am Röntgen-Transformator.

Von C. Déguisne.

(Mit Tafel III.)

Neben den mit Unterbrechern betriebenen Röntgen-Induktoren kamen in den letzten Jahren mehr und mehr Hochspannungstransformatoren in Verwendung, die mit Wechselstrom gespeist werden und deren Hochspannung vermittelst eines synchron umlaufenden Schalters in geeigneten Zeitabschnitten auf die Röhre gelegt wird. Der so betriebene Apparat kann im Gegensatz zu der für die erstgenannten Apparate üblich gewordenen Bezeichnung „Röntgeninduktor" sehr wohl kurzweg „Röntgentransformator" genannt werden. Infolge der Eigenart seines Betriebes zeigt sich eine Reihe von interessanten Erscheinungen, von denen im nachfolgenden einige besprochen werden[1]).

Rückwirkung des Sekundärstroms auf den Primärstrom. Zwischen dem Röntgen-Induktor und dem Röntgen-Transformator be-

1) Die im folgenden mitgeteilten Versuchsresultate wurden an einem Transformator mit geradem, offenem Eisenkern von 90 cm Länge und 45 cm² Eisenquerschnitt erhalten. Er wurde mir von den Veifa-Werken, Frankfurt a. M. sammt allem Zubehör ihres Reformapparats zur Verfügung gestellt. Hierfür und für das weitgehende Entgegenkommen, mit dem sie auch Umbauten und Abänderungen an der Apparatur auf meinen Wunsch vornahm, möchte ich der Firma, insbesondere deren Direktor, Ing. Dessauer, auch hier verbindlichst danken.

steht hinsichtlich der Energiezufuhr, bzw. der Energiebilanz ein prinzipieller Unterschied. Beim Induktor ist die Energiezufuhr aus dem Primärkreis abgeschlossen und der letztere schon geöffnet, wenn die sekundäre Entladung einsetzt. Der bei der einzelnen Entladung sekundär nutzbare Energiebetrag ist daher durch den vor der Entladung auf der primären Seite im Magnetfeld aufgespeicherten Energievorrat nach oben hin begrenzt. Er ist daher auch im allgemeinen von der Art der sekundären Belastung unabhängig. Beim Transformator dagegen steht während der Entladung die Primärspule mit der Stromquelle in Verbindung. Es kann auch während der Entladung aus der letzteren Energie nachgeschoben werden, und der Betrag der sekundär abgenommenen Energie ist von der Art der Belastung — ob harte oder weiche Röhre, ob eine oder mehrere Röhren — stark abhängig. Diese Abhängigkeit muß sich daher auch im zeitlichen Verlauf der primären Stromstärke und Klemmenspannung bemerkbar machen. In einzelnen Abhandlungen und selbst in Lehrbüchern ist die Ansicht geäußert worden, daß „wegen der kleinen sekundären Stromstärke" eine merkbare Rückwirkung auf den primären Strom nicht stattfindet. Daß diese Rückwirkung aber ganz beträchtlich sein kann, zeigt die Fig. 1[1]), bei der die Kurve *a* den zeitlichen

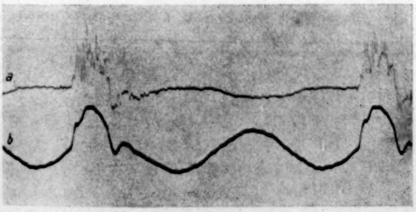


Fig. 1. Entladung über Funkenstrecke von 12 cm. a) Sekundärstrom, 3 mA Mittelwert, b) Primärstrom 14 Amp. eff.

Verlauf des sekundären und Kurve *b* den des primären Stromes wiedergibt. Als Belastung diente eine Funkenstrecke von 12 cm zwischen Kugeln von 4 cm Durchmesser. Der synchron umlaufende Schalter war hier sowie bei allen folgenden Aufnahmen derart angeschlossen, daß er in jeder zweiten Periode die Hochspannung in der Nähe ihres positiven Maximalwertes auf den Belastungsstromkreis legte, und zwar einpolig, während der andere Pol der Hochspannung dauernd mit dem anderen Ende des Belastungskreises verbunden war. Es wurde primär eine Wechselspannung von 46 Perioden und 120 Volt eff. verwendet, wovon durch vorgeschalteten Widerstand oder Spule so viel abgedrosselt wurde, daß an den Klemmen der Primärwicklung ca. 90 Volt eff. herrschten.

Das Magnetfeld. Auch die Beeinflussung des Magnetfeldes durch die sekundäre Entladung darf keineswegs vernachlässigt werden, wie aus Figur 2 hervorgeht. Hier zeigt Kurve *a*

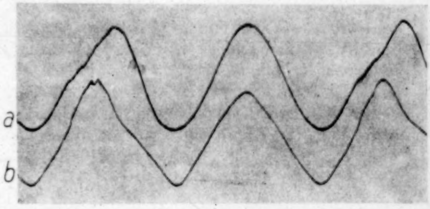


Fig. 2. Entladung über harte Röhre, 1 mA Mittelwert. a) Magnetfeld. b) Primärstrom, 12,5 Amp. eff.

den zeitlichen Verlauf des Magnetfeldes und Kurve *b* denjenigen des Primärstroms. Dabei war die primäre Stromstärke 12,5 Amp. eff. und der Mittelwert der sekundären „nur" 1 mA, mit Drehspulinstrument gemessen. Die Abflachung der Feldkurve im Augenblick der sekundären Entladung kann nicht übersehen werden.

Die sekundäre EMK. Aus dem Verlauf des Magnetfeldes, wie er durch die Kurve *a* der Fig. 2 wiedergegeben wird, geht hervor, daß durch die Entladung die elektromotorische Kraft (EMK) gegenüber der aufgedrückten, annähernd sinusförmig verlaufenden Spannung wesentlich verändert wird. Fig. 3 zeigt den zeitlichen Verlauf der EMK der Sekundärspule während der Ent-

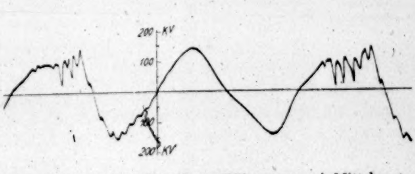


Fig. 3. Entladung über harte Röhre, 1,5 mA Mittelwert. Sekundäre EMK.

1) Diese und die folgenden Kurven wurden mit dem Oszillographen von Siemens & Halske aufgenommen. Die benutzten Schleifen hatten eine Eigenschwingung von 5000 bis 6000 Schwingungen pro Sekunde. Die Dämpfung war etwas kleiner als halb aperiodisch, d. h. der Rückschwingung der sich selbst überlassenen Schleife folgte ein Ausschlag über die Nulllage hinaus von 6—8 Proz. des Anfangsausschlags. Man kann daher erwarten, daß Schwingungen bis zu 2000 pro Sekunde mit einer Genauigkeit von ca. 3 Proz. in der Amplitude und ohne merkbare Phasenverschiebung aufgezeichnet werden. Vgl. Orlich, Wechselstromkurven, und Keinath, ETZ. 1915, S. 633.

ladung und während der entladungsfreien Periode unmittelbar nebeneinander. Die Kurve wurde mittelst einer zwischen Primär- und Sekundärspule liegenden, über die Länge der letzteren gleichmäßig verteilten Wicklung von geeigneter Windungszahl aufgenommen. Ihr Gang zeigt während der Entladung, abgesehen von einzelnen tiefen Einschnitten, eine Abflachung und gegen das Ende der Entladung ein nicht unbeträchtliches Ansteigen über die normalen Werte der Sinuskurve. Die Form und die Größe der Deformation der sekundären EMK. hängt von mehreren Faktoren ab; einmal von der Art der sekundären Belastung, ob weiche oder harte Röhre, ob Funkenstrecke oder metallisch leitender Widerstand, weil hierdurch die Form des sekundären Stromstoßes bedingt wird; dann von der Größe des Widerstandes und der Induktivität, die der Primärspule vorgeschaltet sind, weil diese auf den Verlauf des Primärstromes Einfluß haben. Endlich ist die Phasenstellung des synchron umlaufenden Schalters von Einfluß. Stellt der Schalter den Anschluß erst her, wenn die EMK. ihren Maximalwert erreicht hat, so erhält man die Kurve der Fig. 4a; rückt man

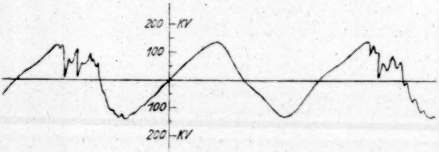


Fig. 4a. Entladung über harte Röhre, 1,5 mA Mittelwert. Sekundäre EMK. bei rückwärts verschobenem Synchronschalter.

den Umschalter aber vor, so daß der Anschluß etwa $^1/_8$ Periode früher eintritt, so entsteht die Kurve der Fig. 4b.

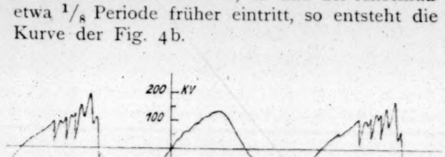


Fig. 4b. Entladung über harte Röhre, 1,5 mA Mittelwert. Sekundäre EMK. bei vorwärts verschobenem Synchronschalter.

Die Klemmenspannung. Die Kurven der Figuren 3 und 4 geben Werte, die der EMK. der Sekundärspule proportional sind. Den beiden Kurven ist der Spannungsmaßstab beigegeben. Dieser wurde erhalten, indem mit einem elektrostatischen Instrument die Effektivwerte der Spannungen in unbelastetem Zustande direkt gemessen wurden. Etwas anders als die EMK. verläuft die Klemmenspannung der Sekundärspule. Sie ist, solange kein Strom entnommen wird, gleich der EMK., sobald aber Strom fließt, kleiner, und zwar zunächst um den Abfall, den der Ohmsche Widerstand der Sekundärspule verursacht. Dieser betrug im vorliegenden Falle etwa 100000 Ohm; die Stromstöße erreichten ca. 20 mA. Der Ohmsche Abfall macht also im Höchstfall etwa 2 kV[1]) aus. Dazu kommt der Abfall, welcher durch die Selbstinduktion der im magnetischen Streufeld liegenden Windungen entsteht und der schätzungsweise den fünffachen Betrag erreichen mag, so daß nach Einsetzen der Entladung die Klemmenspannung um etwa 10 kV unter die EMK. heruntergehen kann. Dieser Betrag bleibt weit zurück hinter dem Abfall, den die EMK. selbst durch die Störung des Magnetfeldes von seiten der sekundären Entladung erleidet und der in den Figuren 3 und 4 in Form von tiefen Einschnitten zu erkennen ist. Die Entladung kann, wie später noch eingehender besprochen wird, in steilen, zackenartigen Stößen verlaufen. Die erwähnten tiefen Einschnitte der EMK.-Kurven fallen zeitlich mit solchen durch die Röhre gehenden Stromstößen zusammen. Dieser starke Absturz der EMK., der 60—80 kV beträgt und die EMK. auf 30—40 kV herabsinken läßt, wird durch die Rückwirkung des Sekundärstroms auf das Magnetfeld verursacht. Tatsächlich sieht man auch in Fig. 2 in der Kurve des Magnetfeldes kurz dauernde Stellen, an denen sie nahezu horizontal verläuft, wo also die EMK. kleine Beträge erreichen muß. Ähnliche Kurven wurden vor kurzem auch von Wehnelt[2]) erhalten, der die Klemmenspannung direkt mit der Braunschen Röhre aufgenommen hat.

Stoßartige Entladungen. Diese tiefen Einschnitte in der Kurve der EMK. entstehen, wenn die Entladung stoßweise verläuft. Sie tut dies nur bei harten Röhren und bei längeren Funkenstrecken. Fig. 5 zeigt den Verlauf der EMK. (Kurve *a*) und des synchron aufgenommenen Sekundärstromes (Kurve *b*); hierbei war die Schaltung derart, daß die Entladung abwechselnd in der einen Periode über Schiefer-

1) Dieser Abfall erreicht hier einen verhältnismäßig hohen Betrag, weil der Widerstand der Sekundärspule sehr hoch ist und weil sekundäre Stromstöße bis zu 20 mA vorausgesetzt sind. Es ist jedoch durchaus unzulässig, bei gewöhnlichen Induktoren, deren Sekundärwiderstand meistens viel niedriger liegt, und für eine Stromstärke von nur 1 oder 0,5 mA den durch den Ohmschen Widerstand verursachten Spannungsabfall mit 10 kV oder noch mehr in Rechnung zu setzen, wie dies vor kurzem durch P. Ludewig, diese Zeitschr. **16**, 438—450, 1915, geschehen ist. Bei einem Induktor z. B. mit 50000 Ohm und bei 1 mA beträgt dieser Abfall nur 50 Volt.

2) Wehnelt, Ann. d. Phys. **47**, [illegible]

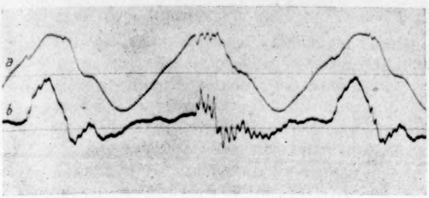


Fig. 5. Entladung abwechselnd über Schieferwiderstand und über Funkenstrecke von 5 cm. a) Sekundäre EMK., b) Sekundärstrom, 1,5 mA Mittelwert.

stäbe, in der andern über eine — hier relativ kurze — Funkenstrecke (ca. 5 cm) ging. Die EMK.-Kurve ist im ersten Fall glatt, im zweiten Fall den über die Funkenstrecke gehenden Stromstößen entsprechend eingeschnitten. Der Strom ist in der Mitte der Sekundärspule an einer hier zugänglich gemachten Unterbrechungsstelle aufgenommen. Jeder rasche Anstieg des Sekundärstroms hat ein augenblickliches Sinken, jeder plötzliche Abfall des Stromes ein Ansteigen der EMK. zur Folge, da der Primärstrom den raschen Schwankungen nicht folgen und die Rückwirkung des Sekundärstroms auf das Magnetfeld nicht ausgleichen kann. Die gleiche Erscheinung, aber stärker ausgeprägt, zeigt Fig. 5a, welche die Entladung durch eine harte Röhre wiedergibt. Der Strom, Kurve *b*, ist in

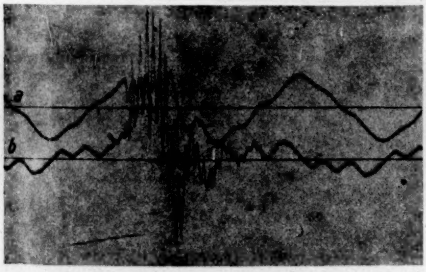


Fig. 5a. Entladung über harte Röhre. a) Sekundäre EMK. b) Sekundärstrom in der Mitte der Sekundärspule, 2 mA Mittelwerte.

der Mitte der Sekundärwicklung aufgenommen und daher — vgl. den folgenden Absatz: Wanderwellen — gegen den tatsächlich durch die Röhre gehenden Strom um den halben Abstand zwischen zwei Zacken in nacheilendem Sinne verschoben. Jeder Stromzacke entspricht ein tiefer Einschnitt in der Kurve der EMK.

Durch den starken Absturz der sekundären EMK. läßt sich das Zustandekommen der stoßartigen Entladung bei harten Röhren und längeren Funkenstrecken ungezwungen erklären. Die Charakteristiken d. h. die den Zusammenhang zwischen Spannung und Strom wiedergebenden Kurven, die bisher über die Entladung durch Röntgenröhren bekannt geworden sind[1]), scheinen zu ergeben, daß bei zunehmendem Strom die Spannung ein Minimum durchläuft, das bei härteren Röhren der üblichen Bauart bei 35—40 kV und 2 mA, bei weichen Röhren unterhalb 20 kV und unter 0,5 mA liegt. Unterhalb dieser Spannungen setzt der Röhrenstrom aus. Ist der Röntgentransformator derart gebaut, daß beim Einsetzen des Entladungsstroms die sekundäre EMK. unter 40 kV sinkt, so reißt bei harten Röhren der Strom ab, während bei weichen Röhren dies nicht eintritt, wenn die EMK. nicht unter den für sie geltenden Minimalwert der Spannung sinkt[2]). Aus dem Spannungsmaßstab der Figuren 3 und 4 läßt sich, allerdings nur mit ganz roher Annäherung, entnehmen, daß dort die EMK. auf 20—30 kV herabgeht; die Klemmspannung dürfte noch etwa 10 kV tiefer liegen. Das Zustandekommen von Röntgenstrahlung in Form von einzelnen, durch kurze Zeitintervalle getrennten Stößen ist schon mehrfach beobachtet worden, so von Dessauer[3]), von Janus und Voltz[4]). Vgl. hierzu auch Déguisne[5]), Blitzinduktor.

Wanderwellen. Die Rückwirkung des Sekundärstroms auf das Magnetfeld läßt sich beim Röntgentransformator nicht so einfach und eindeutig darstellen wie bei den gewöhnlichen im Licht- und Kraftbetrieb benutzten Wechselstrom-Transformatoren; denn die sekundäre Stromstärke verteilt sich nicht gleichmäßig über die ganze Länge der Wicklung, sondern hat zu gleichen Zeiten an verschiedenen Stellen derselben verschiedene Werte. Die Sekundärwicklung des untersuchten Röntgen-Transformators hat nach Angabe der Fabrikantin 215000 Windungen mit einer Gesamtlänge von 185000 m. Jede Änderung des Strömungszustandes braucht also, um sich von den Klemmen bis zur Mitte der Spule fortzupflanzen, eine Zeit, die gegenüber der Dauer der einzelnen Stromstöße nicht vernachlässigt werden darf. In dem Augenblick, in dem der Röhrenstrom einsetzt, beginnt die Strömung in der Sekundärwicklung gleichzeitig an beiden Enden, und von diesen aus pflanzt

1) A. Wertheimer, Diss. Göttingen 1911 (auch Leipzig bei S. Hirzel), und H. Kröncke, Diss. Göttingen 1913.

2) Vgl. auch H. Kröncke l. c. und P. Ludewig, diese Zeitschr. **16**, 438, 1915.

3) Dessauer, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, Nr. 20, 1909.

4) Janus u. Voltz, diese Zeitschr. **16**, 213, 1915.

5) Déguisne, diese Zeitschr. **15**, 630, 1914.

sich hierauf je eine „Wanderwelle" über die Wicklung bis zum anderen Ende fort, wo die Wellen wieder gleichzeitig, aber nach Ablauf einer gewissen Zeit eintreffen. Zusammen mit der Stromwelle wandert auch eine Spannungswelle, deren Höhe sich aus der Intensität der Stromwelle und dem Wellenwiderstand der Wicklung ergibt. Hat die Strömung im Belastungskreis inzwischen ausgesetzt — dies ist, wie schon erwähnt, bei harten Röhren und bei längeren Funkenstrecken der Fall —, so kann die beim Eintreffen der Wanderwellen entstehende Spannungserhöhung ein erneutes Einsetzen des Röhrenstromes veranlassen. Setzt aber der Strom im äußeren Kreis nicht aus, wie dies bei weichen Röhren oder bei metallischer Leitung (Schieferwiderstände o. a.) der Fall ist, so macht sich das Eintreffen der Wellen an den Klemmen durch ein ruckweises, treppenförmiges Anwachsen des Stromes bemerkbar. Eine Strömung der ersten Art zeigt uns Fig. 6, eine der zweiten Art Fig. 7[1]). Hierbei betrug die Zeit, während welcher der synchron umlaufende Schalter den feststehenden Schaltsegmenten unmittelbar gegenüberstand (mit 2 bis 4 mm Luftstrecke), 0,004 Sekunden. Dies ist gerade die Zeit, während der in Fig. 6 die drei Stromstöße, in Fig. 7 der allmählich ansteigende Strom zustandekommt. Die nachfolgende Strömung verläuft über einen bis zu 10 cm Länge anwachsenden Funken.

Die Geschwindigkeit der Wanderwelle. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wanderwelle läßt sich aus dem zeitlichen Abstand der Zacken und der bekannten Länge der Wicklung berechnen. Aus dem Zeitmaßstab der Fig. 6 entnimmt man z. B. als Abstand zweier Zacken im Mittel 0,0015 Sekunden; die Länge der Sekundärwicklung betrug $18{,}5 \cdot 10^6$ cm. Dies ergibt eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit von $1{,}2 \cdot 10^{10}$ cm/sec. Die Geschwindigkeit der Welle läßt sich auch in der Weise finden, daß man die Stromkurve in der Mitte und am Ende der Wicklung gleichzeitig aufnimmt und so die zeitliche Verschiebung zwischen entsprechenden Punkten der Kurve bestimmt. In dieser Weise wurden die Kurven *a* und *b* der Figuren 6 und 7 erhalten. Die in der Mitte sitzende Oszillographenschleife war geerdet. Die Schleife am Ende der Wicklung samt Erregerbatterie (2 Zellen) war von Erde isoliert. Die Optik der Schleifen war so eingestellt, daß die beiden Lichtpunkte in der Ruhelage auf der photographischen Trommel in einer Erzeugenden des Zylindermantels lagen, daß also senkrecht übereinander liegende Kurvenpunkte gleichen Zeitpunkten entsprechen; die Dämpfung und die Eigenschwingung der Schleifen waren einander möglichst gleich gemacht, so daß ein merkbarer Fehler durch eine Differenz in der Phasenverschiebung beider Kurven nicht vorhanden sein kann. Die mit *a* bezeichneten Kurven wurden in der Mitte, die mit *b* bezeichneten am Ende der Wicklung erhalten. In Fig. 6 bleiben die Zacken der Kurve *a* genau um den halben Zackenabstand hinter denen der Kurve *b* zurück. Daraus ergibt sich der gleiche Wert der Geschwindigkeit wie oben. Aus Fig. 7 entnimmt man für einander entsprechende Punkte beider Kurven eine zeitliche Verschiebung von 0,5 0,6 · 10^{-3} sec. Die Kurven der Fig. 7 wurden erhalten, nachdem die Sekundärwicklung des bisher benutzten Transformators durch Herausnahme von $^1/_3$ seiner Windungen aus der Mitte der Spule auf eine Länge von $12 \cdot 10^6$ cm verringert worden war. Die Welle durchläuft also $6 \cdot 10^6$ cm in $0{,}5-0{,}6 \cdot 10^{-3}$ sec und als Geschwindigkeit ergibt sich $1{,}0 - 1{,}2 \cdot 10^{10}$ cm/sec, d. h. ungefähr derselbe oder ein nur wenig kleinerer Wert wie bei der größeren Sekundärwicklung der Fig. 6. Diese Werte dürfen nur als Mittelwerte betrachtet werden; die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wanderwelle wird in der Mitte der Spule kleiner sein als an den Enden. Bezeichnet man die Induktivität und die Kapazität der Längeneinheit des Sekundärdrahtes durch L und C, so ist die Geschwindigkeit

$$v = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}.$$

Für L sind aber in der Mitte der Wicklung größere Werte zu erwarten als an den Enden.

Der Wellenwiderstand. Das Verhältnis der Spannung an der Front der Stromwelle zu der Stromintensität sei W (Wellenwiderstand).

Es ist $W = \sqrt{\frac{L}{C}} = v \cdot L$. Setzen wir für L — der Größenordnung nach — einen Wert von 10^{-3} Henry ein, so wird $W = 10^7$, d. h. auf jedes Milliampere an der Wellenfront entfällt eine Spannung, deren Größenordnung sich nach 10 kV bemißt.

Reflexion der Welle. Der Strom in der Mitte der Sekundärspule (Kurven *a*) ist gegenüber dem Strom am Anfang (Kurven *b*) nicht nur zeitlich verschoben, sondern auch in seiner Kurvenform verändert. Der letztere Umstand ist auf die mehrfachen Reflexionen zurückzuführen, die die Wanderwelle auf ihrem Wege von den Klemmen bis zur Mitte der Sekundär-

[1]) Die Figuren 6 u. 7 befinden sich auf Tafel III.

wicklung erleidet. Diese ist aus einer größeren Zahl von scheibenförmigen Spulen aufgebaut; die in der Mitte liegenden Scheiben bestehen aus dünnerem Draht und sind enger gewickelt als die Scheiben an den Enden; sie bieten daher der Welle einen anderen Widerstand, und an jeder Stelle, an der der Wellenwiderstand sich ändert, wird die Welle teilweise reflektiert. Tatsächlich scheinen in Figur 6a im Anstieg der Zacken derartige Reflexionen ausgeprägt zu sein.

Verteilung des Stroms. Bei der stoßförmigen Entladung (Fig. 6) ist die Dauer eines Stromstoßes erheblich kürzer als die Zeit, die die Welle braucht, um von einem Ende der Sekundärwicklung zum anderen zu gelangen. Während also der Kopf der Welle sich noch im Inneren der Wicklung befindet, ist auch schon deren Ende in die Wicklung eingetreten, so daß ein Teil der Sekundärwicklung von Strom durchflossen ist, die davor und die dahinter liegenden Teile aber stromlos sind. Diese eigenartige Verteilung des Strömungszustandes muß

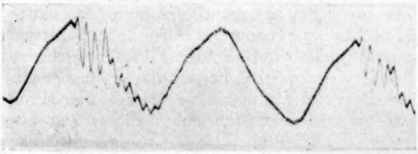


Fig. 8. Entladung über Funkenstrecke von 12 cm. EMK. in einer Prüfspule in der Mitte des Eisenkerns.

sich in der Rückwirkung auf das Magnetfeld des Eisenkerns ebenfalls bemerkbar machen, und zwar in Form einer Gegenmagnetisierung, die sich auf Teile der ganzen Länge des Kerns beschränkt und zusammen mit der Stromwelle über den Eisenkern hinwegläuft. Legt man an verschiedenen, über die ganze Länge verteilten Stellen Prüfwindungen um den Kern, so sind die durch diese Gegenmagnetisierung in ihnen induzierten EMKe. zeitlich gegeneinander verschoben. Dabei ist zu berücksichtigen, daß von jedem Ende der Sekundärwicklung aus gleichzeitig eine Welle nach der Mitte und über diese hinweg nach dem anderen Ende hin läuft. Die in der Mitte des Kerns liegende Prüfwindung wird von den von beiden Seiten herkommenden Wellenköpfen und ebenso von den Wellenenden gleichzeitig getroffen; es addieren sich daher die von ihnen induzierten EMKe. ohne Phasenverschiebung und wenn das Wellenende vom Wellenkopf ungefähr um die halbe Länge der Sekundärwicklung entfernt ist, so entsteht in der Prüfwicklung eine ziemlich ungestört verlaufende Wechsel-EMK., deren Periodendauer gleich der Zeit ist, die die Welle zum Durchlaufen der ganzen Sekundärwicklung braucht. Diese EMK. lagert sich über diejenige, die in der Prüfspule durch das vom Primärstrom herrührende Wechselfeld niedriger Periodenzahl erzeugt wird. Es entsteht dann eine Kurve von der Form der Fig. 8. In den Prüfwindungen, die außerhalb der Mitte liegen, heben sich die von den Wellen induzierten EMKe., da sie verschiedene Phase haben, zum Teil auf, so daß Kurven wie in Fig. 9 entstehen.

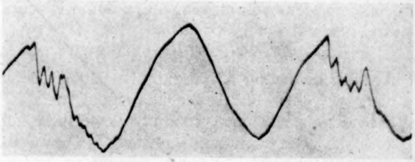


Fig. 9. Wie bei Fig. 8, aber Prüfspule seitlich.

Änderung der Geschwindigkeit. Die überlagerten Schwingungen erhält man ungestört von der Grundschwingung des Primärstroms, wenn man zwei in der Nähe der Mitte des Kerns und beiderseits derselben liegende Prüfwindungen gegeneinander schaltet. Die vom Primärstrom herrührenden EMKe. heben sich dann vollständig auf; die vom Sekundärstrom induzierten EMKe. sind dagegen bei geeignetem Abstand der beiden Prüfwindungen in ihrer Phase nur soweit verschoben, daß eine Resultierende von genügender Amplitude zustande kommt. Vergleiche Fig. 10,

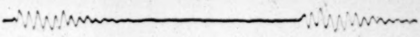


Fig. 10. Wie bei Fig. 8, aber 2 Prüfspulen in der Mitte des Eisenkerns gegeneinander geschaltet.

die mit der gleichen Spannungsempfindlichkeit der Oszillographenschleife aufgenommen worden ist wie die Kurven der Figuren 8 und 9. Auch aus diesen Kurven läßt sich die Zeit, die die Wanderwelle braucht, um die Sekundärwicklung zu durchlaufen, entnehmen. Die Ausmessung ergibt für den Zeitabschnitt, während dessen die Röhre durch den synchron umlaufenden Schalter an den Transformator gelegt wird (0,004 Sek., vgl. Seite 110), einen um 10—15 Proz.

größeren Wert als nach deren Abtrennung, nämlich $1{,}45 \cdot 10^{-3}$ sec gegenüber $1{,}25 \cdot 10^{-3}$ sec bei der $18{,}5 \cdot 10^6$ cm langen Sekundärwicklung und $0{,}95$ gegenüber $0{,}8 \cdot 10^{-3}$ sec bei der um $^1/_3$ ihrer Windungen verkürzten Wicklung. Die hieraus berechneten Werte für die Wandergeschwindigkeit der Welle sind $1{,}3 \cdot 10^{10}$ cm/sec während des Anschlusses der Röhre und $1{,}5 \cdot 10^{10}$ cm/sec nach deren Abtrennung. Ob der kleinere Wert der Geschwindigkeit durch eine Vergrößerung der Induktivität während des Anschlusses der Röhre — die magnetische Induktion des Eisenkerns durchläuft ja dabei kleine Werte — oder durch eine durch den Anschluß der Röhre erfolgte Vergrößerung der Kapazität verursacht wird, läßt sich aus dem mir vorliegenden Material nicht entscheiden.

Die Intensität der Wanderwelle ist von der Art der Belastung abhängig. Besteht diese aus einer weichen Röhre oder aus einem metallisch leitenden Widerstand, so muß die Empfindlichkeit der Oszillographenschleife auf etwa das zehnfache gesteigert werden, um die Induktionswirkung der Welle auf den Eisenkern noch wahrnehmen zu können. Bei der höheren Empfindlichkeit zeigt der Oszillograph noch weitere Schwingungen des Magnetfeldes von der Art der Kurve *a*, in Fig. 11. Kurve *b*

Fig. 11. Entladung über Schieferwiderstand. a) EMK. in der Mitte des Eisenkerns aufgen. wie bei Fig. 10. b) Sekundärstrom, 2 mA Mittelwert, in der Mitte der Sekundärspule aufgen.

gibt den synchron aufgenommenen Sekundärstrom. Kurve *a* wurde in der gleichen Weise wie Fig. 10 erhalten, also mit zwei Prüfwindungen, die in der Nähe der Mitte um den Eisenkern gelegt und gegeneinander geschaltet waren, so daß die Grundschwingung des primären Stroms nicht zum Vorschein kommt. Ihre Periodendauer beträgt bei dem Transformator mit der größeren Windungszahl 0,003 sec, bei der um $^1/_3$ verkleinerten Sekundärwicklung 0,0022 sec. Sie ist von den Verhältnissen im Primärkreis unabhängig und scheint durch die Kapazität bestimmt zu sein, die die Sekundärwicklung gegen die Primärwicklung hat. Da diese Schwingungen auf die sekundäre Entladung keinen merkbaren Einfluß haben, sind sie hier nicht eingehender untersucht worden.

Der Röntgen-Induktor. Es sei zum Schluß noch darauf hingewiesen, daß die oben angestellten Erörterungen über die Art der Entladung auch für den mit Unterbrecher betriebenen Röntgen-Induktor, insbesondere auch für den Blitzinduktor, Geltung haben. Nach Einsetzen des Sekundärstroms wird die Geschwindigkeit, mit der das Magnetfeld abnimmt, $\frac{d\Phi}{dt}$ (Φ Kraftlinienfluß, t Zeit) erheblich verlangsamt. Wird dabei die sekundäre EMK. bzw. die Klemmenspannung kleiner als die Minimalspannung, bei der die Röhre eine Entladung durchläßt, so setzt der Sekundärstrom wieder aus, $\frac{d\Phi}{dt}$ wird wieder groß, die EMK. steigt wieder an und die weitere Entladung erfolgt stoßweise. Der Abstand der Stöße wird durch die Zeit bedingt, die die Stromwelle braucht, um die Sekundärwicklung zu durchlaufen. Diese beträgt beispielsweise bei einem Blitzinduktor nach Beobachtungen, die der Verfasser in dieser Zeitschrift 1914, Seite 630, zum Teil veröffentlicht hat, 0,00054 sec. Die Länge der Sekundärwicklung des benutzten Blitzinduktors betrug $5{,}9 \cdot 10^6$ cm, so daß sich eine Wellengeschwindigkeit von $0{,}9 \cdot 10^{10}$ cm/sec daraus berechnet. Die Dauer der Stromstöße kann unter Umständen auch ein Mehrfaches dieser Zeit betragen; sie wird aber bei sehr harten Röhren oder auch bei weniger harten am Schlusse der Entladung, wo die EMK. an und für sich schon kleiner geworden ist als zu Anfang, meist gleich dem einfachen Betrage der genannten Größe sein.

Frankfurt a. M., Institut für angew. Physik der Universität und Laboratorium des Physikal. Vereins.

(Eingegangen 11. März 1916.)

Magnetische Teilchen und rotierende Teilchen.

Von A. Korn.

Die alte Vermutung, daß in magnetischen Teilchen etwas wie eine mechanische Rotation um die magnetische Achse vor sich geht, hat durch neue Versuche erheblich an Wahrscheinlichkeit gewonnen. Früher hatte man nur das Argument aufzuweisen, daß die magnetische Achse der Erde mit ihrer Drehungsachse so

nahe zusammenfällt, und rein theoretisch die Möglichkeit, mit Hilfe der genannten Annahme die Erscheinung der elektromagnetischen Drehung der Polarisationsebene polarisierten Lichtes zu erklären; in der jüngsten Zeit sind die Versuche von A. Einstein und W. J. de Haas[1]) hinzugekommen, welche zeigen, daß bei dem periodischen Ummagnetisieren eines magnetisierbaren Stäbchens tatsächlich periodische, mechanische Drehungsmomente auftreten, und die Versuche von S. J. Barnett[2]), welche zeigen, daß magnetisierbare Stäbchen durch rasche Rotationen magnetisiert werden können. Wenn man aus den Einsteinschen Versuchen die Existenz der Ampèreschen Molekularströme folgern will, muß man natürlich eine Unsymmetrie des Verhaltens der positiven und negativen elektrischen Teilchen annehmen; und es wird ja in der Tat von vielen theoretischen Physikern der Neuzeit angenommen, daß bei den Molekularströmen die positiven Teilchen ruhen, während die negativen eine kreisende Bewegung um den positiven Kern ausführen. Würden wir uns die Ampèreschen Molekularströme so vorstellen, wie es früher allgemein üblich war, im besonderen zur Zeit der Weberschen Theorien, so hätte man anzunehmen, daß ebensoviele positive Teilchen in der einen Richtung kreisen, wie negative Teilchen in der anderen, und dann würde sich bei dem periodischen Ummagnetisieren des Stäbchens der Einsteinsche Effekt natürlich nicht ergeben. Man wird daher sicherer gehen, wenn man sagt, durch die Einstein-de Haasschen Versuche wird gezeigt, daß man magnetische Teilchen als um ihre Achse rotierend anzunehmen hat; je nachdem die Rotation in dem einen oder anderen Sinne erfolgt, ist auch über den Richtungssinn der magnetischen Achse zu entscheiden.

In dieser Form war der Beweis der alten Vermutung ein Desideratum der Faraday-Maxwellschen Ideen, erwünscht für die Erklärung der bereits damals bekannten, im wesentlichen ja von Faraday ausgehenden Untersuchungen über die elektromagnetischen Einwirkungen auf das Licht, und man geht wohl nicht fehl, wenn man annimmt, daß Faraday auf Grundlage der genannten, jetzt bewiesenen Vermutung nach einer dem Zeemanschen Phänomen ähnlichen Erscheinung gesucht hat. Man darf wohl sagen, wenn vor der Entwicklung der Lorentzschen Theorie jener experimentelle Beweis einwandfrei erbracht worden wäre, dann hätte die theoretische Elektrizitätslehre eine andere Richtung genommen; nun konnte aber Zeeman seine berühmte Entdeckung mit neuen durch die Lorentzsche Theorie eingeführten Hypothesen in Verbindung bringen, und er konnte bei seiner Erklärung mit Hilfe der Lorentzschen Theorie auf die Annahme mechanischer Rotationen der magnetischen Teilchen ganz verzichten. So gelangte durch günstige, zufällige Konstellation die Lorentzsche Theorie zu einer Art Vorherrschaft über andere Theorien; nunmehr ist aber wohl ein Hinweis darauf, daß man auch ohne die Lorentzschen Hypothesen die elektromagnetischen Wirkungen auf das Licht erklären kann, wieder am Platze[1]).

Ich möchte hier ferner noch auf eine kausale Verknüpfung des Magnetismus mit mechanischen Rotationen aufmerksam machen, eine auf mechanischen Vorstellungen über die elektromagnetischen Erscheinungen beruhende Vermutung, welche ich mit Rücksicht auf den Erdmagnetismus bereits im Jahre 1898 ausgesprochen habe[2]). Nach meinen mechanischen Vorstellungen sind an jeder Stelle des elektromagnetischen Feldes (mechanische) Geschwindigkeiten von der folgenden analytischen Form vorhanden:

$$u = u_0 + u_1 \cos \frac{t}{T} 2\pi + u_2 \sin \frac{t}{T} 2\pi ,$$

$$v = v_0 + v_1 \cos \frac{t}{T} 2\pi + v_2 \sin \frac{t}{T} 2\pi ,$$

$$w = w_0 + w_1 \cos \frac{t}{T} 2\pi + w_2 \sin \frac{t}{T} 2\pi ,$$

wo T eine gegen die Schwingungsdauer der Lichtschwingungen des sichtbaren Spektrums außerordentlich kleine Zeitdauer vorstellt; $u_0 v_0 w_0$ sind als die sichtbaren Geschwindigkeiten zu bezeichnen, $u_1 v_1 w_1$ sind (bei den Bezeichnungen von Hertz) mit X, Y, Z und $u_2 v_2 w_2$ mit L, M, N proportional.

Wenn wir uns nun, entsprechend der Theorie der universellen Schwingungen, gravitierende Teilchen als pulsierende Teilchen denken, also als Teilchen, welche periodisch ihr Volumen

1) A. Einstein und W. J. de Haas, Experimenteller Nachweis der Ampèreschen Molekularströme. Verh. d. D. Phys. Ges. **17**, 152, 1915.

2) S. J. Barnett, Phys. Rev. (2) **6**, 171, 1915.

1) Solche Erklärungen des Zeemanschen Phänomens und anderer magnetooptischer Erscheinungen habe ich auf Grund der Rotationshypothese gemeinschaftlich mit K. Stoeckl vor längerer Zeit gegeben: A. Korn und K. Stöckl, Studien zur Theorie der Lichterscheinungen; 1. Das Zeemansche Phänomen. Ann. d. Phys. (4) **8**, 312, 1902; 2. Die Drehung der Polarisationsebene im magnetischen Felde. Ib. (4) **9**, 1138, 1902; 3. Das Kerrsche Phänomen. Ib. (4) **12**, 875, 1903.

2) A. Korn, Über die Entstehung des Erdmagnetismus nach der hydrodynamischen Theorie. Sitz.-Ber. der K. Bayer. Akad. d. Wissensch. **28**, 129, 1898; A. Korn, Sur l'origine du magnétisme terrestre. Comptes rendus de l'Acad. des Sc. **157**, 1059, 1913.

ändern, so ist ohne Schwierigkeit einzusehen, daß ein gravitierendes Teilchen keine konstante Rotationsgeschwindigkeit haben kann, es muß vielmehr ein gravitierendes Teilchen, wenn es einmal in Rotation versetzt wird, außer einer konstanten Rotationsgeschwindigkeit auch zugleich eine periodische Rotationsgeschwindigkeit besitzen, da sich ja sein Trägheitsmoment um die Drehungsachse infolge der Pulsation periodisch ändert. Die den Pulsationsgeschwindigkeiten der gravitierenden Teilchen entsprechenden Schwingungsgeschwindigkeiten sollen die Phase der

$$u_2 \sin \frac{t}{T} 2\pi, \quad v_2 \sin \frac{t}{T} 2\pi, \quad w_2 \sin \frac{t}{T} 2\pi$$

haben, dann haben die periodischen Drehungsgeschwindigkeiten der gravitierenden Teilchen die Phase der

$$u_1 \cos \frac{t}{T} 2\pi, \quad v_1 \cos \frac{t}{T} 2\pi, \quad w_1 \cos \frac{t}{T} 2\pi;$$

für rotierende gravitierende Teilchen entstehen elektrische Komponenten

$$X, Y, Z,$$

deren Richtungen in den Breitenkreisen der rotierenden Teilchen liegen und ein Kreisen der positiv elektrischen[1]) Teilchen um die Rotationsachse in dem einen Sinne, der negativ elektrischen Teilchen in dem anderen Sinne zur Folge haben. So wird aus einem rotierenden Teilchen infolge seiner Pulsation ein magnetisches Teilchen.

1) Elektrische Teilchen sind solche, für welche

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} + \frac{\partial w_1}{\partial z} \neq 0;$$

das Zeichen dieses Ausdrucks entscheidet darüber, ob man es mit positiven oder negativen Teilchen zu tun hat.

(Eingegangen 14. März 1916.)

Eine Resonanzmethode zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten leitender Dielektriken, sowie zur Messung des Phasenfaktors von Rheostatwiderständen.

Von Franz Tank.

Bei der zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten leitender Dielektriken am häufigsten angewandten Nernstschen Methode bietet die Kompensation der Leitfähigkeit manchmal gewisse Schwierigkeiten. Im folgenden soll nun ein Verfahren entwickelt werden, das, bei vielleicht größerer Empfindlichkeit, einer solchen Kompensation nicht bedarf.

Man benützt die Eigenschaft einer parallel in Resonanz geschalteten Selbstinduktion und Kapazität („Stromresonanz"), daß die Resonanz durch einen Parallelwiderstand nicht beeinflußt wird. Sei C der Kondensator mit dem zu untersuchenden Dielektrikum; dessen Leitfähigkeit entspreche der parallel geschaltete Widerstand R. Schaltet man noch eine Selbstinduktion L parallel, so lautet die Resonanzbedingung dieses Systems für Wechselstrom der Periodenzahl ν ($\omega = 2\pi\nu$)

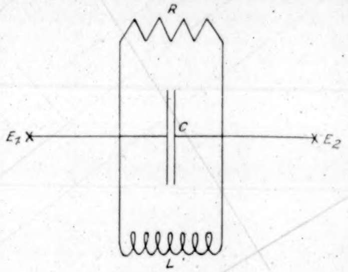


Fig. 1.

$$\omega^2 LC = 1.$$

Sie ist also unabhängig von R und damit von der Leitfähigkeit des Dielektrikums.

Ausschlaggebend für die Verwertung dieses Prinzips als Grundlage einer Meßmethode ist die Möglichkeit, die Resonanz mit genügender Schärfe einzustellen. Zu diesem Zwecke in hohem Grad geeignet erweist sich das Wechselstrom-Elektrodynamometer von Sumpner[1]), das auf diese Weise eine neue Verwendungsart erhält. Die Versuchsanordnung ist beistehend (Fig. 2) skizziert.

Die Wechselstromquelle E_1 E_2, die Pole einer kleinen Hochfrequenzmaschine, liefert sowohl den Strom zur Erregung des Dynamometermagneten M, als den Strom im Meßkreis. Letzterer enthält die Selbstinduktion L, zweckmäßig ein Selbstinduktionsnormal, die Versuchskapazität C, und dieser parallel geschaltet einen Drehkondensator D, der zur Einstellung auf Resonanz dient. Der Meßstrom geht durch die Drehspule S des Dynamometers und erzeugt einen Ausschlag, der seiner Phasenverschiebung gegenüber der Spannung proportional ist, wenigstens solange diese Phasenverschiebung klein bleibt; der Resonanz entspricht der Ausschlag Null. Die Drehspule kann nach Bedarf durch den Umschalter U kurz geschlossen werden; zweckmäßig liegt der Pol E_1 an Erde. Die Ablesung geschieht durch Spiegel und Skala.

1) W. E. Sumpner u. W. G. Philipps, Proc. of Phys. Soc. of London 22; Phil. Mag. (6) **20**, 309, 1910; auch F. Tank, Ann. d. Phys. (4) **48**, 307, 1915.

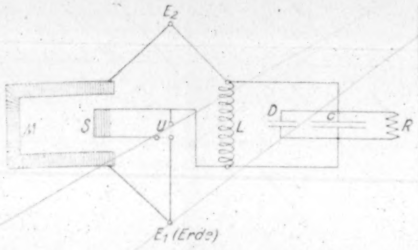


Fig. 2.

Über Empfindlichkeit und Meßgenauigkeit enthält die folgende Tabelle einige Angaben. Es wurde als C ein verlustloser Kondensator bekannter Kapazität gewählt und ihm induktions- und kapazitätsfreie Widerstände verschiedener Größe parallel geschaltet, z. B. Flüssigkeitswiderstände, die durch Salzzusatz in beliebigem Grad leitend gemacht wurden. Aus Kapazität und Parallelwiderstand ist dann der Quotient λ/ε (Leitfähigkeit durch Dielektrizitätskonstante) nach der bekannten Beziehung berechnet worden

$$\frac{\lambda}{\varepsilon} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{1}{R \cdot C} \cdot \frac{1}{9 \times 10^5} \Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}.$$

C ist dabei in Mikrofarad genommen, R in Ohm.

Tabelle 1.

$\nu = 2740$ Per/sek., $L = 1{,}000\,H$, $C = 0{,}003374$ MF

R	λ/ε	σ
∞	0	259
20000	$0{,}13 \times 10^{-8}$	80
10000	$0{,}26 \times 10^{-8}$	41
5000	$0{,}52 \times 10^{-8}$	14,6
1000	$2{,}6 \times 10^{-8}$	0,75

Die Resonanz-Nullstellung läßt sich in der Weise am genauesten ermitteln, daß man dem Drehkondensator verschiedene Einstellungen in der Nähe des Resonanzwertes gibt, die entsprechenden Dynamometerausschläge mißt und die Nulllage graphisch interpoliert. Man erhält dadurch zugleich ein genaues Maß für die Empfindlichkeit der Einstellung. In der Tabelle 1 ist unter σ die Änderung des Ausschlages in Skalenteilen s der Ablesung angegeben, wenn man die Kapazität um 1 Proz. ändert, also

$$\sigma = \frac{\Delta s}{\left(\frac{\Delta C}{C}\right) 100}$$

Man erkennt, daß die Resonanzeinstellung für einen Kondensator mit nicht leitendem Dielektrikum ($R = \infty$) mit großer Genauigkeit gemacht werden kann, bei vollkommener Konstanz der Frequenz noch besser als $^1/_{10}$ ‰; im allgemeinen werden Frequenzschwankungen der vollen Ausnutzung der Einstellschärfe eine Grenze setzen. Die Empfindlichkeit nimmt jedoch mit wachsender Leitfähigkeit stark ab. Diese Abnahme ist einerseits durch das Überwiegen der Leitfähigkeit gegenüber der Kapazität verursacht, andererseits durch den Spannungsabfall an den Polen der Stromquelle und die dadurch bedingte schwächere Erregung des Dynamometermagneten. Immerhin beträgt für den Quotienten $\lambda/\varepsilon = 2{,}6 \times 10^{-8}$ die Einstellgenauigkeit noch $^1/_3$ Proz., wenn man die Einstellung auf $^1/_4$ Skalenteil als sicher ansieht. Demnach kann z. B. die Dielektrizitätskonstante eines Wassers von der Leitfähigkeit $\lambda = 0{,}6 \times 10^{-5}\,\Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$ noch mit einem Fehler von 1 Proz. ermittelt werden.

Die Ausführung der Messung zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten kann in verschiedener Weise geschehen, je nachdem man es vorzieht, zur Einstellung der Resonanz die Kapazität oder die Frequenz zu variieren. Aus bekannter Selbstinduktion und Frequenz läßt sich dann mit Hilfe der Resonanzgleichung die Gesamtkapazität C_0 berechnen, woraus die Versuchskapazität sich ergibt zu

$$C = C_0 - D.$$

Man benutzt den Versuchskondensator einmal mit dem Dielektrikum Luft, das andere Mal mit dem zu untersuchenden Dielektrikum. Ist im zweiten Falle die Kapazität bedeutend größer, was bei Substanzen mit hoher Dielektrizitätskonstante eintritt, so vertauscht man das Selbstinduktionsnormal mit einem solchen geeignet kleineren Betrages.

Für ganz sorgfältige Messungen empfiehlt sich zur Elimination der unten noch zu erörternden Fehlerquellen folgendes Substitutionsverfahren (Fig. 3). Durch einen Umschalter W

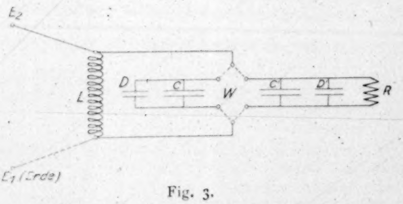


Fig. 3.

wird die Resonanzeinstellung abwechselnd mit dem System der Versuchskapazität CD oder mit einer bekannten Kapazität mit parallel geschaltetem Drehkondensator $C'D'$ vorgenommen.

Letzteren schaltet man noch einen variabeln Flüssigkeitswiderstand parallel und gleicht so ab, daß beim Umschalten weder Resonanzeinstellung noch Empfindlichkeit σ sich ändern. Es ist dann genau

$$C + D = C' + D'$$

und der Flüssigkeitswiderstand gleich dem Widerstand des Versuchskondensators. Man erhält so zugleich Kapazität und Leitfähigkeit. Eine Kenntnis der Selbstinduktion oder Frequenz ist nicht nötig; Fehler wegen der Zuleitungen oder falscher Resonanzeinstellung fallen heraus. Die Messung geht sehr rasch und sicher vor sich, wenn man über einen geeigneten Satz von Kapazitäten C', sowie geeichte Drehkondensatoren verfügt. Es ließen sich auf diese Weise die Dielektrizitätskonstanten von Nitrobenzol, von Alkoholen und von destilliertem Wasser gut bestimmen.

Es ist nun noch auf eine Reihe von Umständen aufmerksam zu machen, deren Beachtung zur Erreichung sicherer Resultate notwendig ist.

Vor allem bedarf man eines sehr konstanten und gut sinusförmigen Wechselstroms. Die Hochfrequenzmaschine soll nicht zu kleine sekundäre Leistung haben; sie ist fest zu lagern, der Motor darf nur mit Akkumulatoren angetrieben werden, und man muß auf sorgfältige Reinhaltung der Achsenlager sehen. Der Gang der Maschine erweist sich nicht bei allen Frequenzen als gleich konstant; ein automatischer Tourenregler dürfte unter Umständen gute Dienste leisten. Um die immerhin nicht ganz zu beseitigenden Schwankungen der Ausschläge, die Schwankungen der Frequenz entsprechen, zu eliminieren, ist die Anwendung eines ballistischen Meßverfahrens vorteilhaft. Die Drehspule wird vor der Ablesung durch den Umschalter U (Fig. 2) kurz geschlossen, der Meßstrom direkt zur Erde geleitet. Durch Wenden des Umschalters wird dieser Kurzschluß aufgehoben und man liest den entstehenden ballistischen Ausschlag ab. Zur Berechnung wird das Mittel mehrerer solcher Ausschläge verwendet.

Besitzen die Zuleitungen die Kapazität c, die Selbstinduktion l und den Widerstand r, so wird die Resonanzlage verschoben, und zwar gemäß der genäherten Beziehung

$$\operatorname{tg} \delta = \omega \left[\frac{l}{r} - r \cdot c\right] + \frac{R^2}{r \cdot \omega L}\,[1 - \omega^2 C L] = 0.$$

Dieser Einfluß macht sich bei kleinem R, also großer Leitfähigkeit bemerkbar und muß dann gesondert bestimmt oder nach dem oben angegebenen Substitutionsverfahren eliminiert werden.

Wohl zu beachten ist, daß das Selbstinduktionsnormal Widerstand und Kapazität besitzt[1]). Der Widerstand bedingt die bekannte Erweiterung der Resonanzgleichung zu

$$\omega^2 C L - W^2 \frac{C}{L} = 1,$$

wobei das Korrektionsglied $W^2 \frac{C}{L}$ jedoch selten in Betracht kommt. Bei den ausgeführten Messungen war z. B. $W = 89\ \Omega$, $L = 1{,}000\ H$, $C = 0{,}003374$ MF ($\nu = 2740$), daher $W^2 \frac{C}{L} = 2{,}6 \times 10^{-5}$, was gegen 1 vernachlässigt werden darf. Anders dagegen verhält es sich mit der Kapazität C_L des Selbstinduktionsnormals. Hier kann eine Nichtbeachtung seiner Kapazität große Fehler bedingen, und es scheint sehr erwünscht, daß bei allen in den Handel kommenden Selbstinduktionsnormalien größeren Betrages ihre Kapazität genau angegeben wird. Sie ist nach der Resonanzmethode leicht zu ermitteln. Sind ω und L bekannt, so folgt für die gesamte Resonanzkapazität

$$C_0 = C + D + C_L = \frac{1}{\omega^2 L}$$

und daraus

$$C_L = C_0 - (C + D).$$

Auf diese Weise ergab sich z. B. für ein Selbstinduktionsnormal von 1,000 H (Franke, Hannover)

$$C_L = 0{,}00042 \text{ MF}.$$

Dieser Betrag ist so bedeutend, daß bei einer Frequenz von $\nu = 7750$ das Selbstinduktionsnormal gar nicht mehr als Selbstinduktion wirken würde, sondern mit sich selbst in Resonanz ist.

Einige Fehlerquellen haften dem Sumpnerschen Elektrodynamometer an, wenn es bei hoher Empfindlichkeit verwendet wird. Einerseits induziert das Magnetfeld, in dem die Drehspule hängt, in den Windungen der Spule und im Rahmen derselben Ströme, die unter der Einwirkung dieses Magnetfeldes Drehmomente ergeben können; andererseits kann auch bei abgeschaltetem Magnetfeld ein Strom, der die Drehspule durchfließt, schon ein Drehmoment verursachen. Es resultieren daraus Nullpunktsfehler, die unter Umständen mehrere Prozente ausmachen. Man hat die Drehspule daher möglichst symmetrisch ins Magnetfeld zu hängen, so daß diese verschiedenen Wirkungen sich auf ein Minimum reduzieren, und dann die betreffenden Korrektionen zu bestimmen, indem man die Drehspule durch Wider-

1) Vgl. Orlich, Kapazität und Induktivität. Braunschweig 1909, S. 186.

stände verschiedener Größe kurz schließt, ferner ohne das Magnetfeld zu erregen Ströme verschiedener Stärke durch die Drehspule schickt.

Eine weitere Anwendung der Resonanzmethode läßt sich zur Bestimmung des Phasenfaktors von Rheostatwiderständen machen. Die Kenntnis dieses Phasenfaktors ist für präzise Wechselstrommessungen von größter Bedeutung[1]). Er wird wie folgt definiert:

$$T = \frac{l}{R} - R \cdot c,$$

wenn R den Widerstand selbst, l und c seine Selbstinduktion und Kapazität bezeichnen; dabei soll $\omega^2 T^2$ klein gegen 1 sein.

$$\operatorname{tg} \delta = \omega T$$

ist dann die entsprechende Phasenabweichung.

Man ersetzt in der Anordnung Fig. 2 den Versuchskondensator C durch einen Kondensator von möglichst vollkommenen Eigenschaften und stellt mit Hilfe des Drehkondensators Resonanz her; es ergebe dies den Betrag D des Drehkondensators. Schaltet man nun einen Widerstand vom Phasenfaktor T parallel, so erfolgt am Dynamometer ein Ausschlag. Durch Veränderung des Drehkondensators auf den Wert D' kann man die Resonanz wieder herstellen, d. h. den Ausschlag auf Null bringen. Es ist dann

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{R}{\omega L}[1 - \omega^2 (C + D') L] + \omega \left[\frac{l}{R} - R \cdot c\right] = 0.$$

Da aber

$$1 - \omega^2 (C + D) L = 0,$$

so folgt

$$R \omega (D - D') = - \omega \left[\frac{l}{R} - R \cdot c\right]$$

oder

$$T = \frac{l}{R} - R \cdot c = -(D - D') R.$$

Man mißt also unmittelbar den Phasenfaktor. Bei größeren Widerständen kommt fast nur die Kapazität c in Betracht; man hat dann

$$c = D - D'.$$

In Tabelle 2 sind als Beispiel die auf diese Weise bestimmten Phasenfaktoren bzw. Kapazitäten einiger nach Chaperon gewickelter Widerstände (Präzisionskurbel-Widerstand von Siemens & Halske) mitgeteilt.

1) Vgl. E. Orlich, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 949, 1910; Curtis und Grower, Bull. Bur. Stand. **8**, 495, 1912; K. W. Wagner u. A. Wertheimer, diese Zeitschr. **13**, 368, 1912; K. W. Wagner u. A. Wertheimer, ETZ. **34**, 613, 649, 1913; W. Hüter, Ann. d. Phys. **40**, 381, 1913; K. W. Wagner, ETZ. 1914, Heft 46 u. 47.

Tabelle 2.

$\nu = 2740$ Per/Sek., $L = 1{,}000\,H$, $C_0 = 0{,}003374$ MF

R	T	c
2000 Ω	-114×10^{-8} Sek.	0,00057 MF
3000 „	-118×10^{-8} „	0,00059 „
4000 „	-104×10^{-8} „	0,00052 „
5000 „	-90×10^{-8} „	0,00045 „
6000 „	-84×10^{-8} „	0,00042 „
7000 „	-72×10^{-8} „	0,00036 „
8000 „	-76×10^{-8} „	0,00038 „
9000 „	-42×10^{-8} „	0,00021 „

Phasenfaktoren ähnlicher Größenordnung für Chaperonwiderstände findet man auch anderwärts angegeben[1]).

Zusammenfassung: Auf Grund der Eigenschaft, daß die Resonanz einer parallel geschalteten Selbstinduktion und Kapazität unabhängig von einem Parallelwiderstand ist, wird mit Hilfe von Sumpners Elektrodynamometer als resonanzanzeigendem Instrument eine Methode ausgearbeitet die Kapazität von Kondensatoren mit leitendem Dielektrikum zu messen. Eine Kompensation der Leitfähigkeit fällt fort; die Empfindlichkeit dürfte derjenigen der Nernstschen Methode mindestens gleich kommen. Das Verfahren gestattet auch eine Anwendung zur Kapazitätsmessung von Selbstinduktionen, sowie zur Bestimmung des Phasenfaktors von Rheostatwiderständen.

1) Z. B. K. W. Wagner, l. c; W. Hüter, l. c.

Zürich, März 1916. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 18. März 1916.)

Über Schlierenbildung in kolloiden Lösungen und ein Verfahren die Gestalt von Kolloidteilchen festzustellen.

Von H. Dießelhorst und H. Freundlich.

Bei der Fortsetzung unserer Untersuchung über das Vanadinpentoxydsol waren wir zunächst bestrebt, ähnliche Erscheinungen bei anderen Solen aufzufinden. Wir machten nun gleich die Erfahrung, daß die früher beim V_2O_5-sol beschriebene eigentümliche Schlierenbildung in der Tat häufig bei kolloiden Lösungen auftritt, daß sie aber nicht notwendig mit einer merklichen Doppelbrechung verbunden ist. Als dann weiter geprüft wurde, ob und wie diese beiden Erscheinungen zusammenhängen, ergab sich zunächst, daß die Schlierenbildung jedenfalls mit einer Abhängigkeit des Tyndall-Lichtes von der mechanischen Bewegung des Sols verknüpft ist, und dies führte schließlich zur Erkenntnis, daß man aus dem Verhalten

des Tyndall-Lichtes bei der Bewegung einer kolloiden Lösung Schlüsse auf die Gestalt der Kolloidteilchen ziehen könne.

Was man bisher hierüber wußte, ist sehr spärlich. Das Ultramikroskop gibt bekanntlich unmittelbar keine Auskunft, es sei denn, daß die Teilchen so groß sind und die Abweichung von der Kugelgestalt so kraß ist, wie bei dem von uns untersuchten V_2O_5-sol; bei diesem steht die Stäbchenform der Teilchen außer Frage[1]). Bei manchen Solen, die auch mikroskopische Teilchen enthalten, ist wohl der Schluß erlaubt, daß die Submikronen die gleiche Form haben wie die Mikronen. So ist kaum zu bezweifeln, daß die Teilchen in Mastixsolen kugelförmig sind, wenn man die von Perrin[2]) veröffentlichten Bilder der gröberen Teilchen betrachtet. Für die stark absorbierenden Metallsole hat Gans[3]) gezeigt, daß die Absorption des Lichtes stark von der Gestalt der Teilchen abhängen muß. Die für ein rotes Goldsol und für das Silbersol Kollargol beobachteten Absorptionskurven verlaufen so, daß man den Teilchen notwendig weitgehend Kugelform zuschreiben muß.

Theoretischer Teil.

Es mag zunächst kurz theoretisch betrachtet werden, in welcher Weise die Gestalt der Kolloidteilchen das Tyndall-Licht eines in Bewegung befindlichen Sols beeinflussen muß. Über das Wesen des Tyndall-Lichtes auch in seiner Abhängigkeit von der Gestalt der Teilchen ist durch eine Reihe von Arbeiten verschiedener Forscher bereits weitgehend Klarheit verschafft. Die erste von Rayleigh[4]) aufgestellte Theorie bezog sich auf leitende Kügelchen, deren Radius klein gegen die Wellenlänge ist. Sie lieferte bereits die wesentlichsten Erscheinungen, insbesondere die blaue Farbe des Tyndall-Lichtes der kleinsten Teilchen und die Polarisationsverhältnisse im ganzen richtig. Dagegen läßt sich die von J. J. Thomson[5]) unter der Annahme unendlich gut leitender Kugeln durchgeführte Theorie auf das optische Verhalten kolloider Lösungen nicht anwenden, weil bei den Frequenzen der Lichtwellen selbst Metalle nicht als unendlich gut leitend betrachtet werden können. Ebensowenig kann, um die Farben der Teilchen zu erklären, die zuerst nahe liegende Vorstellung aufrecht erhalten werden, daß bei der Einwirkung des elektrischen Lichtvektors die Teilchen als Hertzsche Resonatoren wirkten und durch ihre Eigenfrequenzen zu Resonanzerscheinungen Veranlassung gäben[1]). Solche Resonanzerscheinungen muß man vielmehr in den Atomen des absorbierenden verteilten Stoffes suchen.

Von Mie[2]) wurden diese Verhältnisse vollkommen geklärt, indem er die Theorie auf absorbierende Kugeln ausdehnte und zugleich die Beschränkung auf kleine Radien fallen ließ. Gans[3]) führte die Rechnung für Rotationsellipsoide durch, wieder unter der Beschränkung auf Teilchen, deren Dimensionen klein sind gegen die Wellenlänge.

In diesen Arbeiten wurde nicht nur das Tyndall-Licht, sondern auch die Absorption theoretisch berechnet. Gans gibt allerdings bei den Ellipsoiden nur die Formeln für die natürliche ungeordnete Lage, doch sind die Grundlagen auch für die Berechnung der Wirkung geordneter Teilchen in der Arbeit enthalten. Schaefer und Stallwitz[4]) legen geordnete Zylinder von kleinem Radius und kleinem Abstand (gegen die Wellenlänge) zugrunde. Wiener[5]) hat durch elektrostatische Betrachtungen den mittleren Brechungsindex für ein Medium mit eingebetteten Teilchen verschiedener Form berechnet. Auch die Absorption läßt sich auf Grund seiner Formeln finden.

Zu einer eingehenden experimentellen Prüfung dieser Theorien müßte man die spektrale Verteilung des Tyndall-Lichtes sowie der Absorption und der Brechung messen und müßte auch die optischen Konstanten des Dispersionsmittels und des zerteilten Stoffes einzeln kennen, was bei den von uns untersuchten Solen nicht der Fall ist. Wenn wir aber berücksichtigen, daß wir ein Mittel haben — sei es durch Bewegung oder durch ein magnetisches oder elektrisches Feld — die Teilchen aus der ungeordneten in eine geordnete Lage zu überführen, so lassen sich auch ohne die obigen Voraussetzungen auf Grund rein qualitativer Betrachtungen aus der Veränderung des Tyndall-Lichtes und der Absorption bei der Überführung in die geordnete Lage Schlüsse auf die Gestalt der Teilchen ziehen.

Nach der Theorie von Rayleigh wird das Tyndall-Licht dadurch erzeugt, daß jedes

1) Siehe Dießelhorst, Freundlich und Leonhardt, Elster-Geitel-Festschrift S. 453, 1915; Dießelhorst u. Freundlich, diese Ztschr. **16**, 419, 1915.

2) Perrin, Die Atome, übersetzt von Lottermoser S. 88.

3) Ann. d. Phys. **37**, 881, 1912; **47**, 270, 1915; diese Ztschr. **13**, 1185, 1912.

4) Phil. Mag. (4) **41**, 107, 274, 447, 1871; (5) **12**, 81, 1881; **47**, 375, 1899.

5) Recent researches in Electricity and Magnetism S. 437, 1983.

1) Vgl. F. Pockels und F. Ehrenhaft, diese Ztschr. **5**, 152, 387, 460, 1904.

2) Ann. d. Phys. **25**, 377, 1908.

3) Ann. d. Phys. **37**, 881, 1912.

4) Berl. Akad. Ber. 1913, II, 674.

5) Leipz. Ber. **62**, 256, 1910.

Teilchen einen Lichtstrahl, auf dessen Bahn es sich befindet, stört und daß diese Störung sich als Licht ausbreitet. Wenn man etwa ein Teilchen in ein Medium von anderer Dielektrizitätskonstante[1]) eingebettet denkt, so kommt die Störung dadurch zustande, daß in dem Teilchen durch den elektrischen Vektor des Lichtstrahls eine andere Polarisation hervorgebracht wird, als in dem Medium ohne das Teilchen vorhanden sein würde. Man kann direkt, wie Gans und Happel[2]) in Ergänzung der Rayleigh-Mieschen Untersuchung gezeigt haben, das von einem Teilchen ausgestrahlte Tyndall-Licht in erster Näherung als von einem oszillierenden elektrischen Dipol hervorgebracht auffassen. Ein solcher Dipol wird ja durch die freien Polarisationsladungen auf der Oberfläche und ev. im Innern des eingebetteten Teilchens gebildet.

Um über den Einfluß der Teilchenform auf das Moment dieses Dipols und damit auf die Tyndall-Strahlung Aufschluß zu gewinnen, denken wir uns das eingebettete polarisierte Teilchen in polarisierte Volumelemente zerlegt, deren jedes einen elementaren Dipol darstellt. Der resultierende Dipol ist dann einfach die (geometrische) Summe der elementaren Dipole. Dabei ist es (auch bei oszillierenden Dipolen, so lange das Teilchen klein ist, gegen die Wellenlänge) ganz einerlei, wie die elementaren Dipole gelagert sind, ob nebeneinander eine Scheibe bildend oder hintereinander ein Stäbchen bildend oder zu einem Würfel oder einer Kugel zusammengestellt. Mit anderen Worten: Die Stärke des resultierenden Dipols und damit die Amplitude der Tyndall-Strahlung ist proportional dem Volumen des polarisierten Teilchens, aber unabhängig von der Form, solange die Stärke der Polarisation, die der elektrischen Feldstärke proportional ist, unverändert bleibt.

Würde also die Polarisation pro Volumeinheit, die ein Stoffteilchen beim Hereinbringen in ein ursprünglich homogenes Feld erfährt, nur von dieser ursprünglichen Feldstärke hervorgebracht, so wäre es ganz einerlei, welche Form und Zerteilung der Stoff besitzt. In Wahrheit wird aber durch die Polarisation des Teilchens und die dadurch auftretenden freien Ladungen eine Änderung des ursprünglichen Feldes auch im Innern des Teilchens bewirkt und die Polarisation hängt von der resultierenden Feldstärke und damit von der Form des Teilchens ab. Bei Hydrosolen werden die Teilchen meist eine größere Dielektrizitätskonstante (Quadrat des Brechungsindex) besitzen, als das Dispersionsmittel, wobei zu berücksichtigen ist, daß starke Absorption im selben Sinne wirkt, wie starke Brechung, indem nicht letztere allein, sondern der aus beiden zusammengesetzte sogenannte „komplexe Brechungsexponent" maßgebend ist. Wenn wir zunächst diesen Fall der größeren Dielektrizitätskonstante des eingebetteten Teilchens voraussetzen, so besteht — ganz ebenso wie bei Einbringung eines Eisenteilchens in ein magnetisches Feld — die Änderung des ursprünglichen Feldes in einer Schwächung. Am geringsten ist diese Feldschwächung bei Teilchen, die in Richtung des elektrischen Vektors langgestreckt sind, bei denen also die freien Polarisationsladungen in großem Abstand sich befinden. Am stärksten wird das Feld geschwächt bei Teilchen, die in Richtung des elektrischen Vektors kurz sind im Vergleich zu den Querdimensionen, die etwa ein Scheibchen bilden, auf dessen Flächen die Polarisationsladungen in kurzem Abstand sitzen, zwischen sich eine starke Schwächung des ursprünglichen Feldes hervorbringend. Bei diesen Teilchen wird also die geringe resultierende Feldstärke auch nur geringe Polarisation und damit schwaches Tyndall-Licht hervorrufen können, während bei den ersteren weit stärkere Polarisation und stärkeres Tyndall-Licht zu erwarten ist.

Hat umgekehrt das eingebettete Teilchen eine kleinere Dielektrizitätskonstante, als das umgebende Medium, so ist die Polarisation im Teilchen geringer, als sie ohne das Teilchen an der Stelle sein würde. An der Grenze zwischen Teilchen und Medium tritt freie elektrische Ladung von entgegengesetztem Vorzeichen auf, wie im vorigen Falle, so daß das ursprüngliche Feld nicht geschwächt, sondern verstärkt wird. Die Verstärkung wirkt dahin, die Polarisation des Teilchens derjenigen zu nähern, die ohne das Teilchen im Medium sein würde, also die Störung zu verringern, hat also dieselbe Wirkung, wie im vorigen Falle die Feldschwächung durch die freie Polarisationsladung. Es gilt allgemein, ob die Dielektrizitätskonstante des Teilchens größer oder kleiner ist als die des Mediums:

Starkes Tyndall-Licht bei Teilchen, die in Richtung des elektrischen Lichtvektors langgestreckt sind und schwaches Tyndall-Licht bei Teilchen, die in Richtung des elektrischen Vektors kurz sind im Vergleich zu den Querdimensionen.

Die Absorption einer kolloiden Lösung kommt zum Teil dadurch zustande, daß das Tyndall-Licht beim Durchgang des Lichtstrahls verloren geht. Für diesen Teil der Absorption gilt ohne weiteres, daß er stark ist, wenn das Tyndall-Licht stark ist. Aber bei

1) Gemeint ist natürlich nicht die statische Dielektrizitätskonstante, sondern das Quadrat des Brechungsindex für die betrachtete Wellenlänge.

2) Ann. d. Phys. **29**, 279, 1909.

der geringen Konzentration der hier in Betracht kommenden kolloiden Lösungen ist das gesamte Tyndall-Licht stets klein gegen das durchgehende Licht, so daß die dadurch bedingte Absorption nur eine geringe, schwer zu konstatierende Lichtschwächung bewirkt. Die bei vielen kolloiden Lösungen tatsächlich vorhandene recht starke Absorption ist, wie Mie[1]) gezeigt hat, wirkliche Absorption, die in den Stoffteilchen (unter Wärmeentwicklung) stattfindet, und der gegenüber der Verlust durch Tyndall-Licht fast verschwindet. Legt man, um eine Anschauung zu bekommen, die Vorstellung zugrunde, die bei metallischen Teilchen wohl zutreffen mag, daß diese wahre Absorption durch die (bei der Frequenz der Lichtstrahlen geltende) elektrische Leitfähigkeit des Stoffes bewirkt wird, so sieht man leicht, daß die Leitungsströme von demselben resultierenden Feld im Teilchen abhängen, wie die Polarisation, und daß sie ebenso dieses resultierende Feld durch Ladung der Grenzflächen zwischen Teilchen und Medium beeinflussen, wenn auch mit einer Phasenverschiebung um eine Viertelperiode. Es müssen also dieselben Teilchenformen und Lagen starke Leitungsströme und damit starke Absorption geben, die auch starkes Tyndall-Licht aussenden. Man kann wohl allgemein annehmen: Starkes Tyndall-Licht und starke Absorption, soweit sie von der Teilchenform oder Lage abhängen, treten stets gemeinsam auf.

Teilchen, die in Richtung des elektrischen Lichtvektors langgestreckt sind, geben starkes Tyndall-Licht und starke Absorption.

Teilchen, die in Richtung des elektrischen Vektors kurz sind im Vergleich zu den Querdimensionen, geben schwaches Tyndall-Licht und schwache Absorption.

Tyndall-Licht und durchgehendes Licht verhalten sich demnach komplementär. Wird durch Lagenänderung der Teilchen beim Fließen das Tyndall-Licht hell, so wird das durchgehende Licht dunkel und umgekehrt.

Man erkennt nach obigen Auseinandersetzungen auch, daß für die das Tyndall-Licht bewirkende Störung dielektrische Polarisation (Brechung) und Leitung (Absorption), wie oben bereits erwähnt wurde, in gleicher Weise — wenn auch mit Phasenverschiebung[2]) wirkend — maßgebend sind.

1) Diese Ztschr. **8**, 769, 1907 und Kolloid-Ztschr. **2**, 129, 1907; vgl. auch Steubing, Ann. d. Phys. **26**, 329, 1908.

2) In der mathematischen Darstellung von Lichtschwingungen pflegt man Phasenverschiebungen wie bei Wechselströmen durch Einführung imaginärer Zahlen zu berücksichtigen. Dem entspricht es, daß in der Zusammensetzung von Brechung und Absorption zum komplexen Brechungsexponenten eine der beiden Größen mit dem imaginären Faktor $\sqrt{-1}$ versehen wird.

Das Tyndall-Licht wird im allgemeinen senkrecht zum Lichtstrahl beobachtet, so daß durch Lichtstrahl und Beobachtungsrichtung eine bestimmte Ebene festgelegt wird, die wir Beobachtungsebene nennen wollen. Es trägt dann zum Tyndall-Licht wesentlich nur die Komponente des elektrischen Lichtvektors bei, die zur Beobachtungsebene senkrecht steht. Diese wesentliche Komponente meinen wir, wenn wir im folgenden kurz vom elektrischen Vektor sprechen; die unwesentliche, in der Beobachtungsebene liegende Komponente kann experimentell von vornherein durch ein Nikolsches Prisma ausgeschaltet werden.

Ob ein Teilchen starkes oder schwaches Tyndall-Licht ausstrahlt, bzw. stark oder schwach absorbiert, hängt davon ab, ob eine Längsachse oder eine kurze Achse des Teilchens in die Richtung des elektrischen Vektors fällt, ist aber unabhängig von einer Drehung des Teilchens oder des Lichtstrahls und der Beobachtungsrichtung um diese Achse. Es ist also ohne wesentlichen Einfluß, wenn man Lichtstrahl und Beobachtungsrichtung miteinander vertauscht.

Als typische Spezialfälle der Teilchenformen betrachten wir „Stäbchen", „Kugeln" und „Scheiben" und legen zunächst für die Anschauung stäbchenförmige Teilchen zugrunde, d. h. solche, bei denen die eine Achse an Länge die beiden anderen sehr übertrifft. In dem ungeordneten Zustand, der bei einem weder magnetisch noch elektrisch beeinflußten ruhenden Sol der natürliche ist, kann man ähnlich wie es in der kinetischen Gastheorie üblich ist, statt der in allen möglichen Lagen befindlichen Teilchen drei Gruppen von Teilchen in den drei Hauptlagen annehmen. Orientieren wir diese Hauptlagen nach dem Koordinatensystem, das aus Lichtstrahl (Pfeil L in Fig. 1), elektrischem Vektor (in Fig 1 für Fall a senkrecht zur Zeichenebene, für Fall b in der Zeichenebene) und Beobachtungsrichtung gebildet wird. Wir nehmen also eine Hauptlage der Stäbchen parallel dem Lichtstrahl, die zweite parallel dem elektrischen Vektor und die dritte parallel der Beobachtungsrichtung. Die Stäbchen der zweiten Lage senden dann wesentlich mehr Tyndall-Licht aus und absorbieren wesentlich stärker, als die Teilchen in den beiden anderen Lagen[1]).

1) Bei einem dreimal ausgefällten und wieder peptisierten V_2O_5-Sol, dessen Teilchen im Kardioid-Ultramikroskop als ausgesprochen lange (2 bis 3 μ) und dünne Stäbchen erschienen, konnte diese Erscheinung sehr gut beobachtet werden, wenn man das Bild durch ein Nikolsches Prisma betrachtete. Man erblickte dann nur Teilchen, deren Richtungen sich um eine bestimmte Mittellage gruppierten, nämlich diejenige, in der das Prisma den elektrischen Vektor durchließ. Einer Drehung des Nikols folgte die bevorzugte Teilchenrichtung. Senkrecht zu dieser Richtung liegende Stäbchen waren niemals zu sehen.

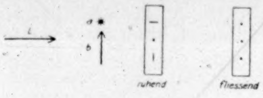


Fig. 1. Fließversuch 1. (Stäbchen).

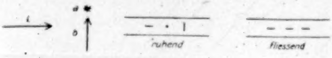


Fig. 2. Fließversuch 2. (Stäbchen).

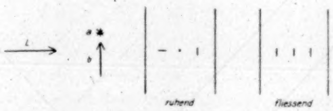


Fig. 3. Fließversuch 3. (Stäbchen).

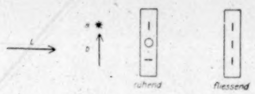


Fig. 4. Fließversuch 1. (Scheiben).

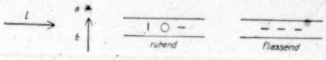


Fig. 5. Fließversuch 2. (Scheiben).

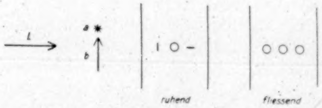


Fig. 6. Fließversuch 3. (Scheiben).

Tabelle 1. Fließversuche.

Fließversuch Nr.	Hauptversuch Nr.	Lichtstrahl	Elektrischer Vektor	Beobachtungsrichtung beim Tyndallversuch	Tyndallversuch Stäbchen	Tyndallversuch Scheiben	Absorptionsversuch Stäbchen	Absorptionsversuch Scheiben	Kugeln
1a	—	⊥ Breitseite	‖ Flußrichtung	⊥ Schmalseite	○	○	●	●	
1b	I		⊥ Schmalseite	‖ Flußrichtung	●	○	○	●	
2a	II	‖ Flußrichtung	⊥ Schmalseite	⊥ Breitseite	●	○	○	●	keine Änderung
2b	—		⊥ Breitseite	⊥ Schmalseite	●	●	○	○	
3a	—	⊥ Schmalseite	⊥ Breitseite	‖ Flußrichtung	●	●	○	○	
3b	—		Flußrichtung	⊥ Breitseite	○	○	●	●	

○ bedeutet: Aufhellung; ● bedeutet Verdunklung beim Eintritt des Fließens.

Läßt man nun das Sol fließen, etwa in einem Rohr von rechteckigem Querschnitt mit der Flußrichtung senkrecht zur Beobachtungsebene, so stellen sich die Stäbchen nach unseren früheren Erfahrungen mit ihrer Längsachse in die Flußrichtung, also senkrecht zur Beobachtungsebene, parallel dem elektrischen Vektor, und beteiligen sich sämtlich stark am Tyndall-Licht.

Wegen der Untersuchung scheibenförmiger Teilchen hat der rechteckige Querschnitt des Flußrohrs eine lange und eine kurze Seite. Es sind daher drei Hauptrichtungen am Flußrohr zu unterscheiden: Flußrichtung, Breitseitennormale und Schmalseitennormale. Diese drei Hauptrichtungen des Flußrohrs lassen sich auf sechs verschiedene Weisen mit den drei optischen Hauptrichtungen (Lichtstrahl, elektrischer Vektor, Beobachtungsrichtung) zur Deckung bringen, so daß man sechs verschiedene Fließversuche erhält. Man könnte diese auf drei reduzieren, da nach den theoretischen Auseinandersetzungen nur die Lage des elektrischen Vektors zum Flußrohr maßgebend ist, während eine Vertauschung von Lichtstrahl und Beobachtungsrichtung ohne wesentlichen Einfluß bleibt. Da aber diese Vertauschung doch nicht physikalisch identische Anordnungen ergibt, so wollen wir alle sechs Versuche unterscheiden und nach dem in Tab. 1 gegebenen Schema ordnen. Die sechs Versuche sind hier zu drei Gruppen zusammengefaßt, und zwar aus praktischen Gründen nach der Lage des Lichtstrahls zum Flußrohr. Die Unterfälle a und b entsprechen einem Drehen des Nikols und entsprechender Änderung der Beobachtungsrichtung. Jeder Fließversuch besteht aus einem Tyndallversuch und einem Absorptionsversuch.

Will man auf die Unterscheidung der theoretisch gleichwertigen Versuche mit Vertauschung von Lichtstrahl und Beobachtungsrichtung verzichten, so braucht man nur drei Versuche mit verschiedener Lage des elektrischen Vektors herauszugreifen, z. B. die drei a-Versuche, oder die drei b-Versuche, oder wie es von uns geschah: 1b, 3a und 3b.

An der Hand der Abbildungen 1 bis 6 läßt sich das Resultat der Fließversuche leicht überblicken, wenn man beachtet, daß sich die Stäbchen mit ihrer Längsachse in die Flußrichtung einstellen, die Scheibchen aber mit ihren Ebenen in Flächen gleicher Strömungsgeschwindigkeit, also parallel zur Breitseite des Rohres.

In Tab. 1 ist das nach den Abbildungen sich ergebende Resultat eingetragen, indem für das Tyndall-Licht wie für das durchgehende Licht angegeben ist, ob beim Eintritt des Fließens Aufhellung ○ oder Verdunklung ● erfolgt.

Bei kugeligen[1]) Teilchen kann das Fließen offenbar keine Veränderung des Tyndall-Lichtes noch der Absorption hervorrufen.

Man kann die Tabelle vervollständigen, indem man die relative Anzahl der Teilchen angibt, die sich bei den einzelnen Fließversuchen am Tyndall-Licht und an der Absorption wirksam beteiligen, im Vergleich zu denen, die bei ungeordneter Lage im Ruhezustand wirksam sind. Im Ruhezustand sind wirksam: bei Stäbchen eine der drei Hauptgruppen, also ein Drittel sämtlicher Teilchen, bei Scheiben zwei Drittel, bei Kugeln drei Drittel. Erfolgt bei einem der Fließversuche Aufhellung des Tyndall-Lichtes, also Verdunklung des durchgehenden Lichtes, so sind bei Stäbchen wie bei Scheiben stets sämtliche Teilchen wirksam. Erfolgt Verdunklung des Tyndall-Lichtes, also Aufhellung des durchgehenden Lichtes, so sind stets überhaupt keine Teilchen wesentlich wirksam.

Hiernach kann man erwarten, daß die Aufhellungen des Tyndall-Lichtes und Verdunklungen des durchgehenden Lichtes bei Stäbchen ausgeprägter sind als bei Scheiben, und bei letzteren die Verdunklungen des Tyndall-Lichtes und Aufhellungen des durchgehenden Lichtes ausgeprägter als bei Stäbchen. Viel wesentlicher aber wird es sein, wie weit sich die Teilchen den typischen Grenzformen nähern, d. h. wie sehr eine Dimension im Vergleich zu den beiden anderen bevorzugt bzw. unausgebildet ist.

Wenn man die Vorstellung zugrunde legt, daß bei größeren senkrecht vom Lichte getroffenen Scheibchen eine Art direkter Schattenwirkung eintritt, muß die Verdunklung durch Scheiben beim Absorptionsversuch besonders stark sein.

Man kann bei den Absorptionsversuchen entweder auf den Unterschied zwischen Ruhe und Fließen oder auch auf die Änderung achten, die beim Übergang von a zu b stattfindet. Dieser Übergang läßt sich durch einfaches Drehen des polarisierenden Nikols ausführen.

Aus der Tabelle ersieht man, daß nur zwei von den sechs Fließversuchen ein Kriterium zur Unterscheidung zwischen Stäbchen und Scheiben liefern, nämlich die Versuche 1b und 2a, die wir darum auch als Hauptversuch I und Hauptversuch II bezeichnen wollen. Es sind die beiden Versuche, bei denen der elektrische Vektor senkrecht auf der Schmalwand des Flußrohres steht, die also nach den früheren Ausführungen theoretisch gleichwertig sind. Man erkennt leicht, daß Stäbchen und Scheiben während des Fließens nur senkrecht zur Schmalwand verschiedene Achsen haben, nämlich Stäbchen eine kurze und Scheiben eine lange, während in der Flußrichtung beide Formen lange Achsen und senkrecht zur Breitseite beide kurze Achsen haben. Der elektrische Vektor kann also nur senkrecht zur Schmalwand bei beiden verschiedene Wirkung ausüben.

Zur Unterscheidung kugeliger und nicht-kugeliger Teilchen ist man nicht auf die Fließversuche angewiesen. In der einfachsten Weise kann man diese Prüfung anstellen, wenn man die Flüssigkeit in einen rechteckigen Glastrog füllt und bei der Beobachtung des Tyndall-Lichtes mit einem Glasstab rührt. Treten Schlieren auf, so sind die Teilchen sicher nicht kugelförmig. Ist keine Spur von Schlieren zu bemerken und das Sol nicht zu stark verdünnt, so kann man auf „kugelige" Gestalt schließen. Die Prüfung scheint in dieser Form außerordentlich scharf zu sein.

Diese Schlieren im Tyndall-Licht kommen offenbar dadurch zustande, daß beim Rühren der Flüssigkeit Strömungen verschiedener Richtung entstehen und daß nichtkugelige Teilchen sich in jeder Strömung je nach der Richtung der Stromlinien anordnen. Da bei diesen die Stärke des Tyndall-Lichtes von der Richtung abhängt, in der sich die Flüssigkeit bewegt, so werden die Schwärme der Teilchen in Strömungen verschiedener Richtung verschieden starkes Tyndall-Licht aussenden und benachbarte Strömungen verschiedener Richtung werden sich voneinander abheben. So kommen die Schlieren zustande, die also nur bei nichtkugeligen Teilchen entstehen können.

Wir müssen nun noch kurz darauf eingehen, inwiefern die Veränderung des Tyndall-Lichtes und der Absorption beim Fließen sowie die Schlierenbildung beim Rühren mit der früher von uns am V_2O_5-Sol beobachteten Doppelbrechung verknüpft ist, d. h. inwiefern dieselben Ursachen, nämlich die regelmäßige Lagerung der Teilchen, die eine oder beide Erscheinungsgruppen zur Folge haben.

Bei kugeligen Teilchen hat man die Doppelbrechung ebensowenig wie die Schlierenbildung zu erwarten. Dagegen möchte man bei stäbchenförmigen Teilchen zunächst allgemein die Betrachtungen gelten lassen, die früher[1]) von uns angestellt wurden: Werden die Teilchen durch die Strömung gitterförmig angeordnet, so

1) Es mag erlaubt sein, diesen Ausdruck zu gebrauchen, auch wenn die Teilchen etwa polyedrisch wären; es soll zunächst nur heißen, daß die drei Achsen so gut wie gleich lang sind.

1) Elster-Geitel-Festschrift S. 456, 1915.

verhält sich ein Stück des fließenden Sols wie die Platte eines optisch einachsigen Kristalls, die so geschnitten ist, daß die Längsseite der Stäbchen der optischen Achse parallel ist. Ebenso wird man auch bei der parallelen Lagerung von Scheibchen die Analogie zu einem einachsigen Kristall mit der Achse senkrecht zur Scheibenebene voraussetzen. Man möchte also beim Auftreten der Veränderung des Tyndall-Lichtes und der Absorption bei den Fließversuchen sowie bei der Schlierenbildung allemal auch eine Doppelbrechung erwarten.

In einem wesentlichen Punkt hinkt nun allerdings der zweifellos berechtigte Vergleich mit einer Kristallplatte: Beim Kristall, wohl auch beim flüssigen, beteiligen sich alle Moleküle an der Beeinflussung des durchgehenden Lichtes, demgemäß an der Doppelbrechung; bei dem Sol dagegen haben wir eine verhältnismäßig kleine Zahl wirksamer Teilchen in einem Überschuß unwirksamer Flüssigkeitsmoleküle. Der Betrag der Doppelbrechung wird verhältnismäßig viel kleiner sein als bei Kristallen.

Noch ein weiterer Umstand ist zu berücksichtigen. Nach der eben erwähnten Betrachtung rührt die Doppelbrechung des Lichtes daher, daß längliche oder auch scheibenförmige Teilchen gitterförmig geordnet die Ausbreitung des Lichtes in der einen Richtung anders beeinflussen als in der dazu senkrechten. Die Moleküle der Teilchen brauchen danach nicht anisotrop zu sein; man hat gewissermaßen einen länglichen Bau aus würfelförmigen Bausteinen. Es ist aber auch die andere Möglichkeit gegeben, daß die Moleküle selbst anisotrop sind, wobei dann der längliche oder scheibenförmige Bau der Kolloidteilchen ein Ausdruck für diese Anisotropie ist. Aller Voraussicht nach wird die Doppelbrechung im letzteren Fall weit stärker sein als im ersteren und sich noch unter Umständen bemerkbar machen, bei denen die Doppelbrechung der ersten Art nicht mehr zu erkennen ist.

Wie wir nochmals hervorheben wollen, muß die Beeinflussung des Tyndall-Lichtes in kolloiden Lösungen mit nichtkugeligen Teilchen beim Fließen und die Schlierenbildung beim Rühren im allgemeinen viel deutlicher sein als die Veränderung der Absorption und die Doppelbrechung, weil die gesamte Tyndall-Lichtmenge durch eine Umlagerung der Teilchen stark beeinflußt wird, ohne daß fremdes Licht die Erscheinung überdeckt. Die Beeinflussung des Tyndall-Lichtes nichtkugeliger Teilchen durch Strömung muß stets erfolgen, sobald überhaupt Tyndall-Licht da ist, d. h. sobald der zerteilte Stoff sich in seinen optischen Eigenschaften vom umgebenden Medium unterscheidet. Dagegen brauchen Veränderungen der Absorption und Doppelbrechung in kleineren Schichtdicken noch nicht auffällig hervorzutreten, wenn nur die Dielektrizitätskonstante (Quadrat des Brechungsindex) beim zerteilten Stoff anders ist als bei dem umgebenden Medium. Sie werden erst dann deutlich oder auffällig werden, wenn der zerteilte Stoff an sich bereits absorbierend bzw. doppelbrechend ist.

Experimenteller Teil.

Zu den Fließversuchen diente ein Ausflußrohr, das aus zwei Teilchen bestand; in dem einen Teil war die Flußrinne eingeschliffen — 8 mm breit, 0,7 mm tief — und zwar war sie durchaus blank geschliffen, so daß man das Licht sowohl durch die Breitseite wie durch die Schmalseite senden konnte. Der zweite Teil war einfach eine geschliffene rechteckige Glasplatte, die aufgelegt wurde. Waren beide Teile feucht, so genügte der Gummischlauch an dem einen Ende und ein Gummiring, um das Rohr dicht zu halten. Anfangs wurde zu den Fließversuchen ein ähnliches Rohr benutzt, aber mit einem quadratischen Querschnitt statt eines rechteckigen; mit diesem ließen sich die Fließversuche 1 und 3 nicht unterscheiden.

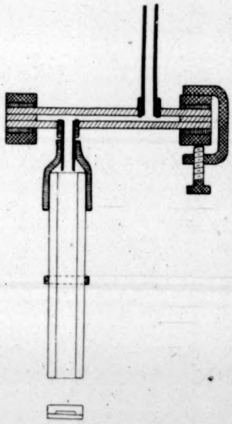


Fig. 7.

Das Flußrohr wurde durch einen Gummischlauch mit einem Stückchen runden Glasrohr verbunden und dieses mit Gummidichtung in das Loch einer runden geschliffenen Glasplatte eingesetzt, die uns früher[1] zu Versuchen mit dem V_2O_5-sol gedient hatte. Die zwei damals auch gebrauchten Glasringe trennten diese Platte von der zweiten gleichen Glasplatte; in deren versetzte Öffnung mündete das Rohr der Hebervorrichtung, die ja gleichfalls schon in den eben erwähnten Versuchen verwandt worden war. Glasplatten und -ringe wurden wiederum durch Klammern dicht gehalten, die auf Metall- und Gummiringe drückten. Fig. 7 zeigt die ganze Anordnung bis auf die Hebervorrichtung, die dieselbe war, wie sie in Fig. 1 auf S. 420 der

1) Diese Zeitschr. **16**, 420, 1915.

eben genannten Abhandlung abgebildet ist. Zur Beleuchtung diente eine Bogenlampe. Ihr Licht fiel horizontal durch ein Nikolsches Prisma auf eine Blende, die dann durch eine Linse im Flußrohr abgebildet wurde.

Das Flußrohr stand senkrecht. Man brauchte es nur mit dem Gummischlauch um 90⁰ zu drehen, um den horizontalen Lichtstrahl nach Belieben auf die Breitseite oder auf die Schmalseite auftreffen zu lassen.

Mit dieser Anordnung konnten sämtliche Fließversuche 1 und 3 ohne weiteres angestellt werden, insbesondere die drei theoretisch verschiedenen: 1b, 3a und 3b. Für die Tyndallversuche 2 hätte man den Lichtstrahl mit einem Spiegel von oben durch die Glasplatte in das Flußrohr lenken und in den beiden horizontalen Richtungen beobachten müssen. Für die Absorptionsversuche 2 war der Apparat überhaupt nicht zu brauchen, weil der Lichtstrahl unten aus dem Flußrohr nicht frei wieder austreten konnte. Wir begnügten uns vorläufig[1]) mit den Versuchen 1 und 3, benutzten also als Kriterium nur den Hauptversuch I, dem ja der Hauptversuch II theoretisch äquivalent ist.

Bei den Absorptionsversuchen wurde mit einer Linse hinter dem Ausflußrohr ein Bild der durchflossenen Schicht auf eine weiße Fläche geworfen und auf eine etwaige Aufhellung oder Verdunklung geachtet. Bisweilen war die Schichtdicke zu klein, um eine genügende Absorption zu geben. Dann brachte man je einen Spiegel auf jeder Seite des Rohrs an und zwang das Licht, seinen Weg mehrfach durch die fließende Flüssigkeit zu nehmen.

Will man die Schlierenbildung recht deutlich sehen, so bringt man, wie bereits oben besprochen, das Sol in einem rechteckigen Leyboldschen Trog in das Licht einer Bogenlampe derart, daß das Licht parallel zur Längsseite des Troges hindurchgeht, und rührt in der Flüssigkeit mit einem Glasstab, während man das Tyndall-Licht betrachtet. Man kann dabei das Licht mit einem Nikol polarisieren und mit Hilfe eines Spaltes eine scharfe Lichtbahn ausschneiden. Oft genügt die Beobachtung bei seitlich einfallendem zerstreutem Tageslicht.

Auf Doppelbrechung wurden die Sole einfach in der Weise geprüft, daß man sie in einem ebensolchen Trog zwischen gekreuzte Nikols brachte und in der Flüssigkeit mit einem Glasstab rührte.

1) Wir denken bald über einen Apparat berichten zu können, der sämtliche Fließversuche in einfacher Weise auszuführen gestattet und dabei einige Übelstände der hier gebrauchten Einrichtung, wie die Verwendung von Gummischlauch und überflüssige oder schädliche Schichtdicken in der Längsdurchsicht des Rohres, vermeidet.

I. Sole mit kugeligen Teilchen.

Wie bereits S. 118 erwähnt wurde, kann man jetzt schon sicher annehmen, daß in den drei folgenden Solen kugelige Teilchen vorhanden sind: im Mastixsol auf Grund des mikroskopischen Bildes gröberer Teilchen nach den Erfahrungen Perrins; im roten, durch Reduktion erhaltenen Goldsol und im bekannten Silbersol Kollargol, weil nach den Untersuchungen von Gans die Absorptionskurven dieser kolloiden Lösungen weitgehend mit denen übereinstimmen, die man bei kugeligen Teilchen zu erwarten hat. Auch nach unserem Prüfungsverfahren verhielten sie sich durchaus so, wie man bei der Anwesenheit kugeliger Teilchen verlangen muß: einmal nicht die geringste Änderung im Tyndall-Licht bei den Fließversuchen; man konnte nach dem Aussehen des Lichtes nicht erkennen, ob die Flüssigkeit sich bewegte oder nicht. Keine Andeutung von Schlierenbildung oder Doppelbrechung, auch keine Veränderung in der Absorption beim Fließen. Es sei noch bemerkt, daß das rote Au-sol durch Reduktion einer $AuCl_3$-lösung mit Azetylen bereitet worden war. Ferner, daß nur mit dem Mastix- und mit dem Au-sol die ganzen Versuche sorgfältig durchgeführt wurden. Beim Kollargol begnügten wir uns nachzuweisen, daß Schlierenbildung und Doppelbrechung durchaus fehlte. Im allgemeinen ist ja die Frage, ob die Teilchen kugelig sind oder nicht, allein schon durch das Fehlen oder Vorhandensein der Schlieren entschieden.

Es wurden noch folgende Sole untersucht, deren Teilchen als kugelig anzunehmen sind, weil jede Änderung des Tyndall-Lichtes beim Fließen, Schlierenbildung und Doppelbrechung fehlte: Platinsol (durch Zerstäuben nach Bredig gewonnen), $Al(OH)_3$-sol (nach Crum), das in der gewohnten Weise hergestellte As_2S_3-sol.

II. Sole mit scheibenförmigen Teilchen.

Leider fehlte es uns an einem Sol, dem wir zuverlässig scheibenförmige Teilchen zuschreiben durften, und an dem wir demgemäß zunächst die Theorie prüfen konnten. Am ehesten entsprach unseren Wünschen ein wässeriges Graphitsol der Firma E. de Haën, das als Zwischenprodukt bei der technischen Herstellung des Graphit-Schmieröls Kollag auftritt und von dem einen von uns (Freundlich) auf Wunsch der genannten Firma näher untersucht wurde. Dies Sol enthielt vor allem reichlich Submikronen, daneben aber auch in größerer Menge Mikronen bis zu einem Durchmesser von etwa 6 μ[1]). Man konnte unter dem

1) Diese Mikronen hatten eine lebhafte Brownsch

Mikroskop bei einer Vergrößerung von etwa 1200 erkennen, daß diese Mikronen nichtkugelig waren, sondern mehr flach, schüppchenförmig. Sie waren allerdings recht unregelmäßig gestaltet, es waren auch Teilchen da, die sich der Stäbchen- oder Würfelform näherten. Immerhin kann man wohl mit einiger Wahrscheinlichkeit annehmen, daß auch die Submikronen weitgehend schüppchenförmig sind, also der gesuchten Scheibenform sich nähern.

Zu den nachfolgenden Versuchen diente ein Graphitsol dieser Art, das sehr kräftig geschlemmt worden war, so daß es nur wenige Prozent Mikronen auf die Gesamtzahl der Teilchen enthielt. Um diese noch möglichst zu entfernen, wurde das Sol durch ein Papierfilter filtriert.

Die Schlierenbildung war recht stark, das Sol enthielt also zweifellos nichtkugelige Teilchen, wie man ja auch aus den mikroskopischen Beobachtungen schließen mußte. Eine Entscheidung über Scheiben- oder Stäbchenform können erst die Fließversuche bringen. Bei den Tyndallversuchen wurde folgendes beobachtet: Bei 3b (Tab. 1) eine deutliche Aufhellung, bei 1b und 3a keine merkliche Änderung der Helligkeit.

Die Antwort ist nicht eindeutig. Wollte man aus dem Resultat von 1b, also Hauptversuch I nach Tab. 1 auf eine Mischung schließen, deren Individuen sich teils dem scheibenförmigen, teils dem stäbchenförmigen und ev. auch dem kugeligen Grenzfall nähern, so müßte man doch beim Tyndallversuch 3a unter allen Umständen eine Verdunklung erwarten.

Nun sind aber die Tyndallversuche 1b und 3a in der Form, wie sie mit dem hier benutzten noch unvollkommenen Apparat angestellt werden mußten, nicht rein. Das von der beleuchteten Schicht ausgestrahlte Tyndall-Licht muß erst eine ziemlich beträchtliche Schichtdicke des Sols durchdringen, bevor es zum Auge gelangt. In dieser Schicht erleidet es eine Absorption. Da nach Tabelle 1 bei Fließversuch 3a der elektrische Vektor senkrecht zur Breitseite steht und das Tyndall-Licht in der Flußrichtung zum Auge gelangt, so ist der Versuch in Wahrheit eine Kombination aus Tyndallversuch 3a und Absorptionsversuch 2b. Die Resultate Verdunklung und Aufhellung können sich kompensieren. Ebenso ist Tyndallversuch 1b mit Absorptionsversuch 2a verbunden; man erhält wieder Kompensation von Aufhellung und Verdunklung bei Stäbchen wie bei Scheiben. So ist das negative Resultat der beiden Versuche verständlich. Außerdem ist zu bedenken, daß Tyndallversuch 3b mit dem konzentrierten Sol angestellt werden konnte; zu den Versuchen 3a und 1b dagegen mußte das Sol mehrfach verdünnt werden. Seine Absorption ist sehr stark, und bei dem unverdünnten Sol dringt das Tyndall-Licht nicht mehr durch. Die Verdünnung ist natürlich nicht günstig; auch die Schlieren, wie Tyndallversuch 3b, sind in dem verdünnten Sol weniger gut zu erkennen.

Bewegung und ließen überraschend deutlich und schön die Perrinsche Erscheinung erkennen, d. h. die regelmäßige Änderung von Teilchenzahl und Teilchengröße mit der Höhe gemäß der hypsometrischen Formel. In der tiefsten Flächenhöhe, auf die man einstellen konnte, waren sehr viele und die größten Teilchen vorhanden. Mit steigender Flächenhöhe nahm Zahl und Größe ganz regelmäßig ab.

Deutlicher zugunsten einer Mischung scheibenförmiger und stäbchenförmiger Teilchen sprachen die Absorptionsversuche. Hier ergab beim Graphitsol Absorptionsversuch 1a eine merkliche Verdunklung, dagegen 1b, also Hauptversuch I, eine recht geringe Verdunklung. Bei diesen Versuchen wurde, wie oben beschrieben, mittels zweier Spiegel das Licht mehrfach durch das fließende Sol hindurchgeschickt.

Man könnte das Resultat des Absorptionsversuches 1b dahin deuten, daß die Teilchen dicke Scheiben wären, die wenig von der Kugelgestalt abwichen. Dem widerspricht aber das deutliche Resultat des Absorptionsversuches 1a und der Tyndallversuche 1a und 3b sowie die starke Schlierenbildung. Es bleibt nur die Annahme einer Mischung, die hauptsächlich aus Scheiben mit beigemengten Stäbchen und ev. kugeligen Teilchen besteht. Dies ist in Übereinstimmung mit dem oben beschriebenen mikroskopischen Befund.

Doppelbrechend war das Sol in erkennbarem Maße nicht.

Wir kamen weiter zum Ergebnis, daß auch das alte, aktive Eisenhydroxydsol, an dem wir das Majoranaphänomen und die Doppelbrechung früher[1]) eingehend untersucht haben, eher scheiben- als stäbchenförmige Teilchen enthält. Die starke Doppelbrechung spricht schon dafür, daß seine Teilchen jedenfalls nichtkugelig sind. Es ist demgemäß auch eine Schlierenbildung vorhanden. Sie ist allerdings verglichen mit der vieler anderer Sole recht schwach und eigentlich nur an einem sehr konzentrierten Sol — 49,4 g Fe_2O_3 i. L. — deutlich zu erkennen. Dementsprechend waren auch die Fließversuche nicht ganz eindeutig. Wohl gab Tyndallversuch 3b mit diesem konzentrierten Sol eine Aufhellung. Aber für die Tyndallversuche 3a und 1b mußte man, wie beim Graphitsol, wegen der starken Lichtabsorption das Sol etwa auf das 10fache verdünnen, und dieses verdünntere Sol gab bei den Tyndall-

1) Elster-Geitel-Festschrift S. 467 u. folg.

versuchen 3a und 1b keine Änderung der Helligkeit. Dies läßt sich zwar, wie beim Graphitsol, durch die Verknüpfung mit den Absorptionsversuchen 2 erklären, beweist aber nichts Positives, zumal auch die Schlieren nur noch undeutlich zu sehen waren und die Aufhellung beim Tyndallversuch 3b sich nicht mehr sicher erkennen ließ. Die Absorptionsversuche führten gleichfalls zu keinem ganz scharf geprägten Ergebnis. Absorptionsversuch 1a ergab eine Verdunklung, wenn die Flüssigkeit durch Blasen rasch durch das Rohr getrieben wurde. Absorptionsversuch 1b ergab auch dann keine deutliche Veränderung. Das Resultat läßt wieder auf Mischung von Scheiben und Stäbchen schließen. Auch der Umstand, daß es von den Kristallen des Fe_2O_3 heißt[1]), sie seien rhomboedrisch und neigten dazu, in Platten, selten auch in Säulen zu kristallisieren, läßt sich vielleicht zugunsten scheibenförmiger Teilchen mit beigemengten Stäbchen in unserem $Fe(OH)_3$-sol deuten; man wird ja doch wohl die Teilchen in einem alten Sol als den Kristallen sehr nahe stehend betrachten dürfen.

Vielleicht weichen die Teilchen überhaupt wenig vom kugeligen Typus ab. Jedenfalls stehen damit eine Reihe früherer Erfahrungen in Einklang. Wir mußten z. B. immer wieder betonen[2]), daß sich das $Fe(OH)_3$-sol viel schwerer mechanisch beeinflussen ließe, als das V_2O_5-sol.

Es begegnet uns hier zum erstenmal der Fall, daß die Doppelbrechung weitgehend unabhängig ist von den Erscheinungen, die sonst durch die Abweichung der Teilchenform von der Kugelgestalt bedingt sind: beim Graphitsol keine Doppelbrechung trotz starker Abweichung von der Kugelgestalt, die sich sicher in den deutlichen Schlieren äußert und aus dem mikroskopischen Befunde folgt; beim $Fe(OH)_3$-sol kräftige Doppelbrechung, obwohl alle sonstigen Umstände dahin deuten, daß die Abweichung von der kugeligen Gestalt gering ist. Dies spricht doch sehr dafür, daß für diese Doppelbrechung der anisotrope Bau der Moleküle, die die $Fe(OH)_3$-teilchen zusammensetzen, wesentlich ist, nicht bloß die anisotrope Gestalt der Teilchen an sich. Zu dem gleichen Ergebnis waren Cotton und Mouton[3]) gelangt, auf Grund der Abhängigkeit der Doppelbrechung des $Fe(OH)_3$-sols von der magnetischen Feldstärke. In diesem Zusammenhang ist beachtenswert, daß die Teilchen des $Fe(OH)_3$-sols das Licht zum Teil zwar stark absorbieren, aber doch durchsichtig sind, die des Graphitsols sind dagegen sehr lichtundurchlässig.

Ein verhältnismäßig junges $Fe(OH)_3$-sol, das wir noch untersuchten, zeigte weder Schlieren noch eine Veränderung des Tyndall-Lichtes beim Fließen; dagegen war die Doppelbrechung zwar schwach, aber sicher erkennbar. Auch dies steht im Einklang mit den eben entwickelten Anschauungen. Die anisotropen Moleküle bedingen schon eine deutliche Doppelbrechung, obwohl die von ihnen hervorgerufene Abweichung von der Kugelgestalt zu gering ist, um sich an den anderen Erscheinungen bemerkbar zu machen.

III. Sole mit stäbchenförmigen Teilchen.

Zu sehr glatten, eindeutigen Ergebnissen führten die Versuche an Solen mit stäbchenförmigen Teilchen. Wir hatten ja in dem mehrfach erwähnten Vanadinpentoxydsol eine kolloide Lösung, auf die wir uns zuverlässig beziehen konnten: das ultramikroskopische Bild hatte sicher gelehrt, daß seine Teilchen stäbchenförmig sind. Wir haben schon in den früheren Arbeiten[1]) ausführlich gezeigt, daß die Schlierenbildung, die Abhängigkeit der Absorption vom Fließen und die Doppelbrechung durchaus im Einklang mit der besonderen Gestalt der Teilchen stehen. Es fehlten nur Versuche über die Abhängigkeit des Tyndall-Lichtes von der Bewegung des Sols. Diese Fließversuche stimmten nun vollkommen mit der Theorie überein: Tyndallversuch 3b kräftige Aufhellung, Tyndallversuch 1b und 3a starke Verdunklung schon bei ganz geringen Stromgeschwindigkeiten. Es ist dies also eine gute Bestätigung unserer Theorie[2]). Beim V_2O_5-sol beobachtet man offenbar alle Erscheinungen, die man auf Grund der Stäbchenform der Teilchen erwarten möchte.

Wir fanden nun noch ein weiteres Sol mit gut stäbchenförmigen Teilchen, nämlich ein Wolframsäuresol, das nach einem Verfahren von Lottermoser[3]) gewonnen worden war. Eine Lösung von Na-wolframat wurde mit einem Überschuß von Salzsäure versetzt. Zunächst entsteht ein umfangreicher, weißer Niederschlag von Wolframsäure. Wäscht man durch Ab-

1) Naumann-Zirkel, Elemente der Mineralogie S. 476 u. folg., 1907.

2) Elster-Geitel-Festschrift S. 470; diese Zeitschr. 16, 422, 1915.

3) Ann. d. chim. et d. phys. 11, 327, 1907.

1) loc. cit. S. 118.

2) Man könnte fragen, warum sich hier die Störung durch die Absorption des Tyndall-Lichtes beim Beobachten in der Flußrichtung nicht geltend macht, wie wir es bei dem Graphitsol angenommen haben. Hier ist jedenfalls zu beachten, daß bei Stäbchen das Tyndall-Licht in den fraglichen Versuchen 1b und 3a stets verdunkelt wird und daß diese Verdunklung bei der ausgeprägt typischen Stäbchenform des V_2O_5-sols so stark ist, daß selbst völlige Beseitigung der Absorption die alte Helligkeit nicht wieder herstellen kann.

3) van Bemmelen-Gedenkbuch S. 154, 1910.

hebern aus, so nimmt der Niederschlag mehr und mehr an Volum ab, er bildet schließlich nur einen ganz geringen gelben Satz auf dem Boden des Gefäßes[1]). Wenn dieser immer wieder in Wasser aufgerührt wird, so peptisiert er sich schließlich zum Teil. Man erzielt so, wie Lottermoser schreibt, „ein gelbes, im auffallenden Licht stark getrübtes Sol, welches nur sehr langsam das Kolloid, das nur einen ganz kleinen Raum einnimmt, absetzt und beim Umschütteln im auffallenden Licht einen seidenartigen Glanz, wie von einer Unzahl feiner Blättchen herrührend, zeigt".

Die letztbeschriebene Erscheinung ist nun nichts anderes als unsere Schlierenbildung. Wir benutzten, um möglichst von gröberen Teilchen frei zu sein, ein viel verdünnteres Sol als Lottermoser, das vor der Benutzung mehrere Monate lang abgestanden hatte; es erschien im durchfallenden Licht kaum trübe, im auffallenden bläulich. Trotzdem war die Schlierenbildung, wenn wir sie in der oben geschilderten Weise suchten, überraschend stark und schien fast mit der unscheinbaren Trübung des Sols im Widerspruch zu stehen.

Waren danach schon die Teilchen desselben nichtkugelig, so führten die Fließversuche zur Annahme stäbchenförmiger Teilchen: Tyndallversuch 3b gute Aufhellung, Tyndallversuch 3a und 1b starke Verdunklung.

Die Absorption war zu gering, um eine etwaige Änderung derselben beim Fließen erkennen zu lassen.

Im Ultramikroskop war sicher zu unterscheiden, daß die Teilchen des Sols nichtkugelig waren: sie erschienen verhältnismäßig groß, funkelten ausgesprochen, wie man es auch vielfach bei den Teilchen des V_2O_5-sols beobachtet hatte[2]). Geradezu lange Stäbchen, wie bei einigen von den V_2O_5-solen wurden nicht gefunden.

Das Wolframsäuresol zeigte aber keine Andeutung von Doppelbrechung[3]).

Wir haben hier also ein zweites, besonders auffallendes Beispiel, wie weitgehend die Doppelbrechung von den anderen Erscheinungen, die von einer nichtkugeligen Gestalt der Kolloidteilchen herrühren, unabhängig ist. Das Wolframsäuresol stimmt fast Punkt für Punkt mit dem V_2O_5-sol überein: Funkeln der Teilchen unter dem Ultramikroskop, starke Schlierenbildung, die gleiche Änderung des Tyndall-Lichtes bei den Fließversuchen, aber es fehlt die Doppelbrechung. Wie in dem oben besprochenen Fall des $Fe(OH)_3$ und Graphitsols möchte man wieder annehmen, daß beim V_2O_5-sol die Moleküle, die die Teilchen aufbauen, anisotrop sind[1]), beim Wolframsäuresol nicht, oder doch viel weniger. Bei diesem letzteren möchte man deshalb auch mit empfindlicheren Methoden oder konzentrierterem Sol nach der Doppelbrechung suchen, die allein von der stäbchenförmigen Gestalt der Teilchen herrührt[2]).

Es ist vielleicht für die grundsätzliche Erklärung der Doppelbrechung beachtenswert, daß die V_2O_5-teilchen wie die ebenfalls doppelbrechenden $Fe(OH)_3$-teilchen gefärbte, aber recht durchsichtige Sole geben; sie sind also weitgehend lichtdurchlässig, wenn sie auch einige Strahlenarten stark absorbieren[3]). Das konzentriertere, nicht doppelbrechende Wolframsäuresol dagegen wird von Lottermoser als sehr trübe beschrieben, und ist nur schwach gelb gefärbt; auch das nicht doppelbrechende Graphitsol ist, wie oben bemerkt, sehr undurchsichtig.

Zusammenfassung.

1. Es wurde die Beziehung zwischen dem Tyndall-Licht und der Gestalt der Kolloidteilchen theoretisch erörtert. Dabei ergab sich folgendes: Bei kugeligen Teilchen kann sich das Tyndall-Licht bei einer Bewegung des Sols nicht ändern, wohl aber bei nichtkugeligen

---

1) Man gewinnt bereits ohne quantitative Versuche den Eindruck, als ob sich die Ausscheidung der Wolframsäure nach dem Zusammengießen der Wolframatlösung mit der Salzsäure autokatalytisch vollzieht, ebenso der Übergang des ersten umfangreichen, flockigen Niederschlags in den feinen Bodensatz. Der erste Vorgang entspricht wahrscheinlich der gleichfalls autokatalytisch verlaufenden Bildung des $Fe(OH)_3$ bei der Hydrolyse des $FeCl_3$ (siehe C. L. Wagner, Wien. Monatshefte **34**, 95, 1913). Bei dem zweiten hat man vielleicht die wiederum autokatalytisch sich vollziehende Vergröberung der Teilchen, wie sie Freundlich u. Schucht (Ztschr. f. phys. Chem. **85**, 660, 1913) bzw. Freundlich u. Hase, Ztschr. f. phys. Chem. **89**, 417, 1915, beschrieben haben.

2) Elster-Geitel-Festschrift S. 455.

3) Eine frühere Angabe von uns, daß dies Sol doppelbrechend sei (diese Ztschr. **16**, 422, Anmerkung 3, 1915), ist falsch. Der Irrtum rührt daher, daß damals das frisch bereitete Sol benutzt wurde, in dem auch gröbere Teilchen aufgeschwemmt waren; diese können durch Reflexion eine Aufhellung bei der Bewegung der Flüssigkeit zwischen gekreuzten Nikols bedingen. Als die gröberen Teilchen sich völlig abgesetzt hatten, war nicht die geringste Doppelbrechung zu beobachten. Dieselbe Vorsichtsmaßregel ist beim Graphitsol zu beachten.

1) Ist hiernach jedes einzelne Kolloidteilchen doppelbrechend, so wird doch das Sol im ungeordneten Zustand nicht doppelbrechend sein, weil keine Richtung bevorzugt ist. Wird durch ein Teilchen eine Lichtkomponente relativ zur anderen verzögert, so ist stets ein anderes Teilchen da, das diesen Unterschied rückgängig macht.

2) Vgl. Schaefer u. Stallwitz, Berl. Akad. Ber. 1913, II., S. 674.

3) Noch in einem anderen Fall konnte diese Vermutung bestätigt werden. Durch Herrn Dr. Loewe in Göttingen wurde uns in dankenswerter Weise ein Kephalin-Sol mit Tetrachlorkohlenstoff als Dispersionsmittel zur Verfügung gestellt, an dem er Schlierenbildung und Doppelbrechuug beim Rühren hatte konstatieren können. Auch dieses Sol ist gefärbt und für gelbes Licht ziemlich durchlässig.

Teilchen, und zwar tritt bei diesen je nach den Versuchsbedingungen eine Verstärkung oder Schwächung des Tyndall-Lichts ein. Es lassen sich Fließversuche anstellen, mit deren Hilfe man scheiben- und stäbchenförmige Teilchen unterscheiden kann.

2. Eine Folge der Änderung des Tyndall-Lichtes bei einer Bewegung des Sols ist die Bildung von Schlieren, die man beim Umrühren der Flüssigkeit und einer Betrachtung im auffallenden bzw. seitlich einfallenden Licht beobachtet. Sie treten nur bei nichtkugeligen Teilchen auf.

3. Weiter ergibt sich die Abhängigkeit der Lichtabsorption von der Bewegung des Sols. Bei kugeligen Teilchen kann keine Änderung der Absorption eintreten, dagegen ist dies bei nichtkugeligen Teilchen der Fall, und man kann wiederum wie bei Nr. 1 durch analoge Fließversuche scheiben- und stäbchenförmige Teilchen unterscheiden. Das durchgehende Licht verhält sich stets komplementär zum Tyndall-Licht.

4. Eine merkliche Doppelbrechung ist mit den unter 1—3 beschriebenen Erscheinungen nicht notwendig verbunden. Man muß voraussichtlich eine schwache Doppelbrechung, die theoretisch allein aus der anisotropen Gestalt der Teilchen bei geordneter Lage folgt, von der viel stärkeren sondern, die durch den anisotropen Bau der Moleküle, die die Teilchen zusammensetzen, bedingt ist.

5. Es wurden die unter 1 und 3 erwähnten Fließversuche angestellt und durch Prüfung auf Schlierenbildung ergänzt. Danach enthielten

I. Kugelige Teilchen:
Silbersol (Kollargol),
Goldsol (rotes, durch Reduktion mit Azetylen erhalten),
Platinsol (durch Zerstäuben nach Bredig),
$Al(OH)_3$-sol (nach Crum),
As_2S_3-sol,
Mastixsol.

Vom Silber-, Gold- und Mastixsol war dies schon nach früheren Versuchen von Gans und Perrin anzunehmen.

II. Scheibenförmige Teilchen, vermischt mit länglichen und ev. kugeligen Teilchen:
Graphitsol (technisches Präparat der Firma de Haën),
$Fe(OH)_3$-sol (stark gealtertes Präparat, Teilchen wahrscheinlich wenig von der kugeligen Gestalt abweichend).

III. Stäbchenförmige Teilchen, dem typischen Grenzfall nahe kommend:
Vanadinpentoxydsol,
Wolframsäuresol (nach Lottermoser).

Die Resultate stimmen mit dem mikroskopischen und ultramikroskopischen Befund überein, soweit hieraus Schlüsse gezogen werden konnten.

6. Eine starke Doppelbrechung zeigten bloß das Vanadinpentoxydsol und das alte $Fe(OH)_3$-sol, dagegen war beim Wolframsäure- und Graphitsol keine zu beobachten. Es spricht dies stark zugunsten der Auffassung, daß die Doppelbrechung wesentlich durch den anisotropen Bau der Moleküle bedingt ist, die die Teilchen zusammensetzen, weniger durch die anisotrope Gestalt der Teilchen selbst.

Braunschweig, Physikal. und Physik.-chem. Institut d. H. Techn. Hochschule.

(Eingegangen 21. März 1916.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Flüssige Kristalle und anisotrope Flüssigkeiten.

Von W. Voigt.

(II. Teil.)

9. Die Schwarmhypothese.

Wie schon S. 77 bemerkt, haben die ersten Bearbeiter des Gegenstandes, die Vertreter der „Kristallhypothese", die trüben doppeltbrechenden Schmelzen als Aggregate aus kleinen Elementen von regelmäßig anisotroper Struktur aufgefaßt, wobei indessen auf die parallele Orientierung der Moleküle größeres Gewicht gelegt wurde, als auf eine Raumgitterstruktur. Bei Strömungsbewegungen mußten dann diese Raumelemente sich deformieren, oder umordnen, eventuell zeitweilig und teilweise durch ungeordnete Zustände hindurchgehen. Diese Vorstellung ist zu theoretischen Folgerungen, welche eine quantitative Prüfung durch die Beobachtung gestatteten, kaum benutzt worden.

Bose[1]) hat versucht, eine Abänderung der genannten Vorstellung fruchtbar zu machen. Er gibt vorerst (— nicht definitiv, wie unten zu zeigen —) die Annahme einer Raumgitterbildung (und damit auch den Namen „flüssige Kristalle") auf und führt die Anisotropie ausschließlich auf die Parallelorientierung der (nach Vorländer) langgestreckten Moleküle in einzel-

1) E. Bose, diese Zeitschr. 9, 708, 1908.

nen Raumelementen zurück; dabei legt er den Molekülen aber eine Art von Wärmebewegung bei, auf die sich die Grundsätze der kinetischen Gastheorie anwenden lassen. Damit soll die „Flüssigkeit" der betr. Substanzen verständlich gemacht werden — was auch der von Bose bevorzugte Name „anisotrope Flüssigkeiten" besonders zum Ausdruck bringt.

Nach Bose sind also in den trüben Schmelzen jeweil Raumelemente mit „Schwärmen" parallel orientierter Moleküle erfüllt und verhalten sich demgemäß optisch anisotrop; da die verschiedenen Schwärme im allgemeinen regellos wechselnde Orientierung haben, auch wohl durch Bereiche mit völlig ungeordneten Molekülen getrennt sind, so erklärt sich dadurch die optische Trübung des Aggregates. Kein Schwarm hat einen dauernden Bestand; jeder ist infolge der Wärmebewegung im Zu- oder Abnehmen begriffen. Sinkender Temperatur entspricht eine Vermehrung und Vergrößerung, steigender eine Verminderung und Verkleinerung der Schwärme. Die Klärung wird eintreten, wenn die ganz überwiegende Zahl der Schwärme klein gegen die mittlere Wellenlänge des Lichtes geworden ist.

Die letztere Feststellung bezeichnet sofort die eine große Schwierigkeit der Schwarmhypothese; sie bietet keine bestimmte Grenze zwischen dem anisotropen und dem isotropen Zustand und scheint sich hierdurch zu einer Reihe von sichern Beobachtungen in bedenklichem Gegensatz zu befinden, selbst in Gebieten, wo manche Gründe die Hypothese zu empfehlen scheinen.

Man wird z. B. Bose zugeben können, daß der Zunahme der Schwärme an Zahl und Größe eine Vergrößerung der Dichte entsprechen mag, weil die ungeordneten Moleküle für ihre Wärmebewegung mehr Raum in Anspruch nehmen, als parallel geordnete; aber der Verlauf der Dichte-Temperaturkurve, die im Bereiche des Klärungspunktes meist eine ganz ausgeprägte Stufe zeigt, hindert doch in der größeren Dichte der a-Phase ein Argument für die Hypothese zu sehen.

Die anscheinende Stetigkeit der Kapillaritäts- und Dielektrizitätskonstanten ist natürlich mit der Schwarmhypothese wohl verträglich; aber hier besteht auch kein erkennbarer Unterschied zwischen ihr und der älteren Vorstellung, die dem regelmäßig kristallinischen Verhalten etwas näher liegt. Dagegen wird man kaum zugeben, daß bezüglich der Erklärung der Struktur der in § 2 besprochenen „Individuen" und der in § 3 behandelten homogenen Schichten, die Bosesche Vorstellung irgend etwas Besonderes leistet. In der Tat hat sich die letztere, wie sich zeigen wird, unter dem Druck der Tatsachen allmählich so gewandelt, daß sie sich schließlich von der älteren kaum mehr merklich unterscheidet.

10. Einige durch die Schwarmhypothese veranlaßte Beobachtungen.

Die Schwarmhypothese hat seinerzeit bei Physikern, die der ursprünglichen Lehmannschen Vorstellung kristallinischer Flüssigkeiten Bedenken entgegensetzten, mehrfach Geneigtheit gefunden. Aber auch diese konnten sich die Schwierigkeit, aus ihr eine unstetige oder quasiunstetige Änderung für die physikalischen Eigenschaften der Substanz bei Überschreitung des Klärungspunktes abzuleiten, nicht verhehlen. Eine mit dieser Schwierigkeit in Beziehung stehende Beobachtung hat Nernst[1]) angestellt. Er schloß, daß wenn die Klärung der Flüssigkeit durch allmählich abnehmende Größe der Schwärme zustandekäme, dann die Klärung vom roten Ende des Spektrums beginnen und von da nach dem violetten Ende fortschreiten müßte. Indessen gaben die nach verschiedenen Methoden angestellten Beobachtungen nicht das kleinste Anzeichen eines solchen Verhaltens.

Die nächste Folgerung hieraus mußte offenbar die Vorstellung sein, daß die Schwärme bei der Klärung, obwohl noch von merklicher Größe, doch plötzlich, etwa infolge einer eintretenden Labilität, zerfallen. Nernst vermeidet, einen solchen Vorgang kinematisch zu deuten, und zeigt nur, daß thermodynamisch eine solche Annahme zu keinem Widersinn führe.

Eine Vorstellung von der Größe, welche die Schwärme in der a-Phase von Anisaldazin, p-Azoxyanisol und p-Azoxyanisolphenetol besitzen, hat in Veranlassung der Nernstschen Beobachtungen Bose[2]) zu gewinnen versucht. Er spricht auf Grund seiner Untersuchung die Ansicht aus, daß die kleinsten am Klärungspunkte neben der klaren Phase noch stabilen Schwärme einen Durchmesser von rund $^1/_{300}$ mm besitzen, daß aber die Schmelze nahe diesem Punkt auch viel größere Schwärme enthalte, derart, daß der Mittelwert jenen Minimalwert beträchtlich überrage. Da hiernach bei den Nernstschen Beobachtungen die Schwarmgröße ein großes Vielfaches der Wellenlängen des sichtbaren Spektrums betrug, so ist der Ausfall jener Versuche ohne weiteres verständlich.

Dafür macht sich aber nach demselben das Bedürfnis nach einer befriedigenden Deutung des Klärungsvorganges nur um so stärker gel-

1) W. Nernst, Zeitschr. f. Elektrochemie **16**, 702, 1910.
2) E. Bose, diese Zeitschr. **12**, 60, 1911.

tend; denn der Bosesche Befund stellt doch eben die Existenz einer physikalischen Unstetigkeit fest. Eine solche Deutung ist indessen von Bose nicht geliefert worden.

Dagegen hat dieser Forscher unternommen[1]), die von ihm befürwortete Vorstellung durch neue, angemessen erfundene Beobachtungen einer möglichst direkten Prüfung zu unterwerfen. Wie S. 83 bemerkt, ergaben die Untersuchungen über innere Reibung nach der Ausflußmethode das überraschende Resultat, daß für die trübe Phase die Ausflußzeiten meist, und zwar beträchtlich, kleiner sind, als für die klare. Dies würde kinematisch dahin zu deuten sein, daß die mittleren freien Weglängen in den Schwärmen kleiner sind, als in einem Bereich vollkommener Unordnung, und wird verständlich, wenn man das S. 81 erwähnte Resultat der Beobachtung heranzieht, nach dem die Moleküle einer in einem Kapillarrohr strömenden Flüssigkeit sich der Rohrachse merklich parallel zu richten scheinen.

Nun ist bekannt, daß bei wachsendem Druck der normale Strömungszustand innerhalb eines Rohres schließlich labil wird und dann einem ungeordneten, turbulenten Zustand Platz macht. Wenn es also gelänge, die Turbulenz so zu steigern, daß die Ungeordnetheit sich auf Bereiche von der Größe der Schwärme erstreckte, so sollte man nach Bose erwarten, daß dann die innere Reibung in der trüben Phase der in der klaren angenähert werden könne. Versuche, die Bose in der angegebenen Richtung mit Anisaldazin angestellt hat, haben nun in der Tat eine Steigerung der Ausflußzeiten für die trübe Phase relativ zu denen für die klare Phase ergeben, so daß der quasiunstetige Sprung beim Klärungspunkt geringer wurde. Dies Experiment ist unzweifelhaft sehr bemerkenswert, wenn es auch befremden möchte, daß bei der geringen Größe der Schwärme direkt unterhalb des Klärungspunktes die Turbulenz eine so viel größere Wirkung auf die Zerstörung der Schwärme üben sollte, als die Wärmebewegung zu tun vermag, der die Schwärme, wie die dort bestehende Trübung zeigt, zu widerstehen vermögen.

11. Wirkung eines Magnetfeldes auf eine anisotrope Flüssigkeit.

Die S. 79 erwähnte Beobachtung Lehmanns, daß suspendierte Tropfen einer anisotropen Flüssigkeit sich in einem Magnetfeld mit der ausgezeichneten Achse den Kraftlinien parallel stellen, legte die Vermutung nahe, daß Analoges auch für die homogenen Elemente der trüben Schmelzen, d. h. also für die Boseschen Schwärme gelten möchte. In diesem Falle müßte die Trübung bei Einwirkung eines Magnetfeldes geringer werden, ev. verschwinden.

Die ersten Beobachtungen hierüber sind von Bose[1]) angestellt worden. Sie ergaben bei Anisaldazin und einigen anderen Substanzen für Beobachtung parallel zu den Kraftlinien einen außerordentlich starken Effekt. Schichten von 0,5 bis 4 mm Dicke wurden schon bei Einwirkung eines Feldes von 600 Gauß nach einiger Zeit, bei einem solchen von 1000 Gauß fast augenblicklich klar. Diese Kräfte genügten also zu merklich vollständiger Paralleldrehung aller Schwärme oder Elemente.

Entsinnt man sich der außerordentlich geringen drehenden Wirkungen, die die stärksten Felder sonst auf die Moleküle von normalen Flüssigkeiten ausüben, und die sich in der magnetischen Doppelbrechung[2]) geltend machen, so mag der enorme Effekt bei den anisotropen Flüssigkeiten zunächst befremden. Indessen liegen in beiden Fällen doch wesentlich verschiedene Verhältnisse vor. Bei den normalen Flüssigkeiten steht jedes Molekül unter der vollen, die Ordnung fortwährend wieder zerstörenden Wirkung der Wärmebewegung in seiner Umgebung; bei den anisotropen üben die Moleküle desselben Elementes oder Schwarmes um so geringere störende Wirkungen aufeinander aus, je inniger sie miteinander verknüpft sind; ein Widerstand erwächst (abgesehen von der größeren Trägheit) im wesentlichen nur von der Wechselwirkung mit den Molekülen der angrenzenden Elemente. Selbstverständlich sprechen aber diese Beobachtungen nicht gegen die „Kristallvorstellung", sondern eher für dieselbe, da nach ihr die inneren Widerstände eines Elementes bei der Parallelrichtung wohl noch kleiner sind, als nach der Schwarmhypothese.

Sehr überraschend erscheint ferner, daß Bose bei Beobachtungen normal zu den Kraftlinien auch für viel stärkere Felder keine merkliche klärende Wirkung auffinden konnte. v. Wartenberg[3]), der die Boseschen Versuche mit konvergentem Licht wiederholte und dabei in longitudinaler Richtung die charakteristischen Interferenzringe einachsiger Kristalle beobachtete, nahm, als er die Substanz in einem Röhrchen der Wirkung des Magnetfeldes aussetzte, in transversaler Richtung gleichfalls keine Abnahme, sondern vielmehr eine Zunahme der Trübung

1) E. Bose, diese Zeitschr. **10**, 32, 1909.

1) E. Bose, diese Zeitschr. **12**, 60, 1911.

2) A. Cotton und N. Mousson, zuerst C. R. **145**, 229, 870, 1907; daran schließend viele andere Abhandlungen. Theorie von Langevin, Le Radium, **9**, 249, 1910.

3) H. v. Wartenberg, diese Zeitschr. **12**, 837, 1911.

wahr. Diese Wahrnehmung ist von Mauguin bei seinen ausführlichen Beobachtungen nicht bestätigt worden; v. Wartenberg[1]) führt sie nachträglich auf eine Fehlerquelle (mangelnde Reinigung des Röhrchens) zurück, deren Wirksamkeit aber doch zweifelhaft erscheint.

Mauguin[2]) benutzte zunächst Schichten von *p*-Azoxyanisol von 1—2 mm Dicke, in denen also die orientierende Wirkung der begrenzenden Glasplatten nur oberflächlich zur Geltung kam. Bei Anwendung eines Feldes von 2500 Gauß normal zur Schicht erhielt er die Resultate seiner Vorgänger; ein gleiches Feld parallel zur Schicht lieferte die normale Doppelbrechung einer parallel zur optischen Achse orientierten Kristallplatte, im konvergenten Licht also die bekannten Hyperbeln. Sodann ließ Mauguin das parallele Feld auf eine Schicht von so geringer Dicke wirken, daß innerhalb derselben anfänglich eine vollständige Orientierung normal zur Begrenzung stattgefunden hatte. Hier stellte sich durch das Feld eine Neigung der Molekülachsen ein, deren Größe mit dem Felde zunahm, so daß die Schicht einer Kristallplatte mit wechselnder Orientierung gegen die optische Achse äquivalent war. Übrigens ließ sich dabei auch durch ein Feld von 7000 Gauß keine vollständige Orientierung parallel zur Schicht bewirken.

Vieth[3]) hat gefunden, daß die orientierenden Wirkungen des Magnetfeldes sich auch während des Entstehens der anisotrop-flüssigen Phase geltend machen und zu einer Vergrößerung der homogenen Elemente oder Schwärme führen.

Es bedarf kaum des erneuten Hinweises, daß die in diesem Abschnitt beschriebenen Beobachtungen über innere Reibung und über magnetische Orientierung mit der (eigentlichen) Emulsionshypothese in vollem Widerspruch stehen, während sie zwischen der Kristall- und der Schwarmhypothese keine Entscheidung treffen.

12. Messung von elektrischen Leitfähigkeiten.

Hatten die im Vorstehenden beschriebenen Beobachtungen Mauguins zum ersten Male die Untersuchung der physikalischen Eigenschaften von homogenen Schichten eröffnet, deren Molekülachsen gegen die Begrenzungen geneigt sind, so waren doch wesentlich neue Resultate dabei nicht gewonnen worden. Dagegen haben neueste Untersuchungen Svedbergs[1]) bedeutungsvolle Fortschritte in dieser Richtung erzielt. Das Mittel der Ausrichtung der Individuen einer trüben Schmelze bzw. einer *a*-Phase kann, wie oben erörtert, dazu dienen, größere Bereiche der Substanz einem regelmäßigen Kristall mehr oder weniger gleichwertig zu machen; hierdurch war denn die Möglichkeit gegeben, Beobachtungsmethoden über manche vektorielle physikalische Eigenschaften, die früher nur auf feste Kristalle angewendet waren, für flüssige zu verwerten.

Svedberg hat die elektrischen Leitfähigkeiten von sehr verdünnten Lösungen verschiedener Elektrolyte (Chlorwasserstoff, α-Dinitronaphtolkalzium, später auch Pikrinsäure, Trinitroresorzin, Oxynaphtholsäure) in *p*-Azoxyanisol und -phenetol, sowie in Anisaldazin gemessen; die bez. reinen Substanzen besaßen zu große Widerstände, um genauen Messungen zugänglich zu sein. Es ist klar, daß durch die Einführung dieser Beimengungen das Problem an Einfachheit und damit an Kraft der Aufklärung über die Natur der „flüssigen Kristalle" verliert; immerhin verdienen die Untersuchungen ein großes Interesse, da sie bisher die einzigen von nicht-optischem Charakter sind, die eine physikalische Eigenschaft eines flüssigen Kristalles in ihrer Abhängigkeit von der Richtung klargestellt haben. Die Resultate geben wiederum einen Beitrag zur Widerlegung der Emulsionshypothese; sie sind dagegen ebenso vereinbar mit der Schwarmhypothese (zu der Svedberg sich bekennt), wie mit der älteren (Lehmannschen) Vorstellung.

Der Grundgedanke der Svedbergschen experimentellen Anordnung (von deren ausführlicher Beschreibung hier natürlich abgesehen werden muß) ist der folgende. Ein zylindrisches Gefäß mit der Schmelze, die durch einen Thermostaten auf beliebiger konstanter Temperatur erhalten wird, befindet sich zwischen den Polschuhen eines Elektromagneten, derart, daß die magnetischen Kraftlinien, horizontal und untereinander merklich parallel, das Gefäß senkrecht zu seiner Achse durchsetzen. Bei Erregung des Magneten findet (je nach der Feldstärke) eine mehr oder weniger vollständige Parallelrichtung der Individuen der Schmelze statt. Bei den großen Dimensionen des Gefäßes bedurfte es eines Feldes H von über 5000 Gauß, um eine merklich vollkommene Ausrichtung zu bewirken; doch war schon bei 2000 Gauß die Wirkung einer Steigerung des Feldes gering. In die Schmelze war ein Paar paralleler Elektroden aus Platin vertikal eingetaucht, zwischen

1) H. v. Wartenberg, l. c. 1230.

2) Ch. Mauguin, C. R. **152**, 1680, 1911; diese Zeitschr. **12**, 1011, 1911.

3) G. Vieth, diese Zeitschr. **12**, 546, 1911.

1) Th. Svedberg, Arkiv för Mat. Astr. och Fysik **9**, No. 9, 1913; Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. **12**, 139, 1915; Ann. d. Phys. **44**, 1121, 1914; **49**, 437, 1916.

denen der elektrische Strom — zur Vermeidung der Polarisationserscheinungen Wechselstrom — verlief. Dies Elektrodenpaar war um eine vertikale Achse drehbar, derart, daß die magnetischen Kraftlinien in allen möglichen Neigungen durch die Schicht zwischen den Elektroden hindurchgeleitet werden konnten. In hinreichend starken Feldern, wo die Ausrichtung innerhalb der Schmelze merklich vollständig war, wurde auf diese Weise eine Platte aus einem homogenen flüssigen Kristall, von konstanter Dicke und meßbar veränderlicher Orientierung der Beobachtung zugänglich gemacht.

Bei einer solchen Anordnung gibt die Messung die Leitfähigkeitskonstante in der Richtung normal zu den Elektroden (nicht die Widerstandskonstante, die bei einem Kristall keineswegs etwa das Reziproke der ersteren ist). Bezeichnet α den Winkel dieser Richtung gegen die magnetischen Kraftlinien, und damit gegen die Hauptachse des (einachsigen) flüssigen Kristalles, und sind l, l_0, l_1 die Leitfähigkeitskonstanten für die Richtungen α, 0 und $\frac{1}{2}\pi$, dann gilt, wenn es sich um einen normalen, dem Ohmschen Gesetz folgenden Leitungsvorgang handelt, die Beziehung

$$l = l_0 \cos^2 \alpha + l_1 \sin^2 \alpha.$$

Svedberg hat eine Beobachtungsreihe über das Verhalten einer Lösung von Chlorwasserstoff in p-Azoxyphenetol mitgeteilt, welche die Vergleichung mit dieser Formel gestattet. Es ist von prinzipiellem Interesse, daß die gemessenen Zahlen sich dem theoretischen Gesetz vollständig fügen[1]). Hierdurch ist bewiesen, daß die durch das Magnetfeld homogenisierte Substanz bezüglich der (elektrolytischen) Leitfähigkeit einem homogenen einachsigen Kristall durchaus äquivalent ist.

Gleichfalls interessant, wenn auch wohl nicht von ähnlicher prinzipieller Bedeutung, sind die Resultate Svedbergs über die Abhängigkeit der Quotienten

$$l_0/\bar{l}, \quad l_1/\bar{l}, \quad l_0/l_1$$

(unter $\bar{l}$ die Leitfähigkeit im ungeordneten Zustande verstanden) von der magnetischen Feldstärke. Der Verlauf dieser Funktionen, welche nach der Beobachtung sich sämtlich größer als Eins finden[2]), ist dem des Momentes bei ferromagnetischen Metallen ähnlich; erst ein schwaches, dann ein stärkeres Ansteigen, schließlich die asymptotische Annäherung an einen Grenzwert.

Bei schwachen Feldern nimmt die Leitfähigkeit nicht sofort den definitiven Wert an, sondern u. U. nur sehr allmählich. Bei einer der oben genannten Lösungen wurde für $H = 340$ der Endzustand erst nach einer Minute merklich vollständig erreicht.

Was die Abhängigkeit der Quotienten

$$l_0/\bar{l}, \quad \bar{l}/l_1, \quad l_0/l_1,$$

von der Temperatur unterhalb des Klärungspunktes angeht, so ließ dieselbe sich durch Kurven darstellen, die mit dem Wert Eins und mit unendlichen Differentialquotienten im Klärungspunkte beginnen, bei abnehmenden Temperaturen langsamer ansteigen; doch gestattet die Beobachtung natürlich keinen eindeutigen Schluß auf das Verhalten am Klärungspunkte selbst. Die Kurven könnten auch bei einer anderen Ordinate als Eins und mit anderen Steigungen beginnen.

Verschiedene Elektrolyten in verschiedenen Lösungsmitteln ergaben auffallend parallelen Verlauf der Leitfähigkeit ihrer Lösungen; es kann aber auf diesen für unsere Zwecke sekundären Punkt hier nicht eingegangen werden. Dagegen mag, als wesentlicher, die Beobachtung erwähnt werden, daß ein elektrisches Feld analog wie ein magnetisches auf die Individuen einer trüben Schmelze orientierend einwirkt. Dies signalisierte sich bei den ersten Beobachtungen dadurch, daß bei (stark) wachsendem Potentialfall die Stromstärke etwas schneller zunahm, als dem Ohmschen Gesetz entsprach. Messungen der hierbei eintretenden Veränderungen der Leitfähigkeit sind natürlich nur in der Richtung parallel dem Feld möglich, da das Feld nur durch Anlegung von Spannung an die Elektroden hervorgerufen werden kann; sie bieten auch wegen gewisser Fehlerquellen beträchtliche Schwierigkeiten. Svedberg schließt aus seinen Beobachtungen auf eine ähnliche Abhängigkeit der Wirkungen von der elektrischen Feldstärke, wie sie oben bezüglich der magnetischen geschildert ist.

Wie S. 81 berichtet, orientieren sich zwischen sehr nahen Platten die Moleküle von p-Azoxyphenetol und -anisol spontan mehr oder wenig vollständig normal zu den Platten. Svedberg hat konstatiert, daß diese Orientierung sich auch durch eine Veränderung der Leitfähigkeit (im Sinne von $\bar{l}$ nach l_0 hin) wirksam erweist. Ferner hat er über die Einwirkung eines Magnetfeldes auf eine elektrisch oder mechanisch teilweise ausgerichtete Schicht Beobachtungen ausgeführt. Es kann hierauf aber ebensowenig eingegangen werden, wie auf die von

1) W. Voigt, Ann. d. Phys. **50**, 1916 (im Druck); die theoretische Verwertung, die Svedberg selbst von seinen Beobachtungen macht, ist nicht richtig.

2) Auffallenderweise liegt $\bar{l}$ nicht, wie man erwarten möchte, in der Nähe von $(l_0 + 2l_1)/3$, sondern ist beträchtlich kleiner.

Svedberg angestellten Überlegungen zur kinetischen Theorie der elektrolytischen Leitung in flüssigen Kristallen. Es mag nur bemerkt werden, daß, wenn man die Moleküle der letzteren Substanzen mit Vorländer als langgestreckt, und mit Bose unter dem Bilde von Rotationsellipsoiden betrachtet, dann das Auftreten einer größeren elektrolytischen Leitfähigkeit l_0 parallel den Hauptachsen, verglichen mit der dazu normalen l_1, unmittelbar einleuchtet. —

In der letzten S. 131 zitierten Arbeit untersucht Svedberg speziell die Änderung der Leitfähigkeiten für reines p-Azoxyanisol und -phenetol und für daraus gebildete Lösungen beim Überschreiten des Klärungspunktes, ohne Einwirkung eines richtenden Magnetfeldes. Die gewonnenen Resultate haben eine beträchtliche Unsicherheit infolge des Umstandes, daß die Beobachtungen bei steigender und bei fallender Temperatur meist auf etwas, in einzelnen Fällen der i-Phase sogar auf sehr stark verschiedene Zahlen führten. Es mag dies damit zusammenhängen, daß Körper mit sehr geringen Leitfähigkeiten in ihrem Verhalten durch minimale Beimengungen, etwa auf Zersetzung beruhend, beträchtlich beeinflußt werden.

Für die reinen Flüssigkeiten ergaben sich die Leitfähigkeiten innerhalb der a- und der i-Phase nur wenig mit der Temperatur variierend; im Klärungspunkt zeigte sich beim Übergang in der Richtung $i \rightarrow a$ ein deutlicher Sprung im Sinne einer Abnahme der Leitfähigkeit um 20—30 Proz. Dies ist besonders deshalb bemerkenswert, weil nach S. 83 auch die innere Reibung einen Sprung in diesem Sinne aufweist; wenn die elektrolytische Leitfähigkeit mit der Beweglichkeit der Substanz wüchse, hätte sich das entgegengesetzte Verhalten darbieten müssen.

Bei den Lösungen fanden sich viel stärkere Temperaturabhängigkeiten und damit im Zusammenhang stärkere Sprünge im Klärungspunkte. Ob diese Sprünge reell sind, oder ob nur ein Sehrgroß- bzw. Unendlichwerden des Differentialquotienten vorliegt, entscheiden natürlich die Beobachtungen hier ebensowenig, wie in früheren Fällen; doch versteht sich besonders bei den reinen Flüssigkeiten der beobachtete Verlauf am ungezwungensten im Sinne einer wirklichen Unstetigkeit.

13. Theoretische Verwertung der Schwarmhypothese.

Die Vereinbarkeit der Schwarmhypothese mit einer Reihe von Erscheinungen, die auch im Vorstehenden Ausdruck gefunden hat, veranlaßte Bose[1]) zu dem Versuche einer weiteren theoretischen Verfolgung der bez. Vorstellungen.

In erster Linie sucht er sich ein Urteil über die etwaige Größenordnung des Sprunges der inneren Reibung zu bilden, die aus der Schwarmhypothese für den Übergang aus der a- in die i-Phase folgen würde.

Als Ausgangspunkt dient ihm dabei die aus der kinetischen Theorie der Gase bei Annahme kugelförmiger Moleküle gewonnene Beziehung, wonach der Reibungskoeffizient der Geschwindigkeit der Moleküle direkt, ihrem Querschnitt q aber indirekt proportional ist. Diese Beziehung wird auf eine normale Flüssigkeit mit ellipsoidischen Molekülen in dem Sinne angewandt, daß als Querschnitt das Mittel aus den drei Hauptschnitten des Ellipsoides eingesetzt wird. Dies erscheint als eine wohl zulässige Übertragung. Bei der Strömung der anisotropen Flüssigkeit denkt Bose (in Übereinstimmung mit der S. 81 erwähnten Erfahrungstatsache) alle Moleküle parallel der Stromrichtung orientiert und die Energieübertragung nur in der Richtung normal zur Strömung stattfindend, derart, daß hier, im Falle die Moleküle als Rotationsellipsoide gelten dürfen, für den Querschnitt q einfach die Größe des Meridianschnittes eingesetzt werden darf. Bezeichnet man mit A die große, in die Stromrichtung fallende, mit a die kleine, dazu normale Halbachse, so würde hieraus sich für das Verhältnis der Reibungskoeffizienten beiderseits des Klärungspunktes ergeben

$$\frac{R_a}{R_i} = \frac{2Aa\pi + a^2\pi}{3Aa\pi} = \frac{2A + a}{3A}.$$

Bei Molekülen, die sich als Rotationsellipsoide behandeln lassen, würde hiernach wegen $A > a$ die Ungleichung folgen

$$1 > \frac{R_a}{R_i} > \frac{2}{3}.$$

Diese Beziehung wird von der Beobachtung zwar in relativ vielen Fällen bestätigt, aber doch nicht allgemein; Bose findet sich daher gedrängt, die Möglichkeit von Molekülen des Typs dreiachsiger Ellipsoide in Betracht zu ziehen. Solchen Molekülen muß dann bei den Reibungsversuchen nach der Strömungsmethode die ganz spezielle Orientierung mit der größten Achse in der Richtung der Strömung, mit der kleinsten Achse in der Richtung des Radius des Kapillarrohres beigelegt werden, und das scheint eine nicht unbeträchtliche Belastung der Betrachtung mit Hypothesen. In der Tat, wenn direkt über dem Klärungspunkt die Ausströmung die Moleküle völlig ungeordnet läßt, so ist einigermaßen

1) E. Bose, diese Zeitschr. **10**, 230, 1909.

schwer zu verstehen, wie sie direkt unterhalb des Klärungspunktes zu einer so äußerst speziellen Orientierung führen soll, um so schwerer, je mehr man orientierende Kräfte zwischen den Molekülen (im Sinne der Kristallhypothese) ausschließt.

Man wird diesem Versuch einer kinetischen Deutung des Verhältnisses der inneren Reibung für die i- und die a-Phase nach Geschmack größeres oder geringeres Interesse beilegen; er ist als bisher einziger immerhin bemerkenswert, und irgend etwas Ähnliches wird gewiß in Wahrheit die Ursache der Erscheinungen sein. Jedenfalls aber ist die Heranziehung der Beobachtung Vorländers über die Möglichkeit zweier a-Phasen zur Stütze der Hypothese der dreiachsigen Ellipsoide nicht zulässig. Bose denkt sich, wie gesagt, in der a_I-Phase die Moleküle eines Schwarmes nur mit der größten, in der a_{II}-Phase mit allen drei Achsen parallel orientiert. Aber dieser Betrachtungsweise hat die spätere Entdeckung von Körpern mit drei und vier a-Phasen jede Grundlage entzogen. —

Weiter stellt Bose eine Überlegung an, welche das S. 80 beschriebene Orientieren der Moleküle einer zwischen zwei Glasplatten befindlichen Schmelze nach der Richtung der Normalen verständlich machen soll. Er ersetzt hierzu jedes Molekül durch zwei gleiche auf einer Achse liegende Attraktionszentren und berechnet die Arbeit, die nötig ist, um ein mit vier solchen Molekülen gefülltes und an einer Glasplatte liegendes Quadrat aus der Position, wo die Moleküle übereinander parallel zur Platte liegen, in die dazu normale Lage zu drehen. Wie von vornherein zu erwarten, ergibt sich, daß je nach dem Gesetz der von der Platte ausgehenden Kraft sowohl die eine, als die andere Orientierung die stabile sein kann.

14. Annäherung der Schwarm- an die Kristallhypothese.

Von prinzipieller Bedeutung ist, daß Bose[1]) sich durch die eingeführte Annahme der Äquivalenz der Moleküle mit zwei auf ihrer Achse liegenden Attraktionszentren gedrängt fühlt, für die in seiner Hypothese vorausgesetzten Schwärme schließlich eine Art einfacher Gitterstruktur zuzulassen. Die Moleküle sollen innerhalb eines Schwarmes nämlich nicht nur parallel orientiert sein, sondern auch mit ihren Attraktionszentren gewisse gesetzmäßige Lagen gegen die umgebenden einnehmen. Ja, es erscheint Bose nach seinen Überlegungen „zweifellos, daß die anisotropen Flüssigkeiten Fälle darstellen, in denen die Natur den komplexen Prozeß des direkten Auftretens fester Kristalle aus der Schmelze heraus gewissermaßen in einzelne Etappen zerlegt vorführt, so daß die Einzelheiten, auf die es bei der Bildung fester Kristalle ankommt, gewissermaßen gesondert studiert werden können". „Der Grund, weshalb im allgemeinen der komplexe Vorgang sich in seinen Teilen gleichzeitig abspielt, dürfte", wie Bose ausführt, „in dem geringen Formfaktor der Moleküle liegen, der zur Folge hat, daß richtungsgeordnete Schwärme ... erst stabilisiert werden können, wenn die Annäherung der Moleküle soweit fortgeschritten ist, daß zugleich ein Einschnappen in ein ziemlich starres Raumgitter stattfindet".

Es ist klar, daß mit dieser Entwicklung die Schwarmhypothese in eine Form gelangt ist, wo sie sich von den ersten Lehmannschen Vorstellungen kaum mehr merklich unterscheidet. Denn auch Lehmann behauptet nicht das Vorhandensein derselben Gattungen von Raumgittern in der flüssigen und der festen Phase und legt das Hauptgewicht auf die ungestörte physikalische Wirkung der Eigenschaften der Moleküle, die durch deren Parallelorientierung ermöglicht wird.

Natürlich ist mit dieser Annäherung der beiderseitigen Hypothesen die fundamentale Schwierigkeit noch nicht gelöst, auf die wiederholt hingewiesen worden ist. Die Begleiterscheinungen der Verwandlung der isotrop- in die anisotropflüssige Phase und umgekehrt scheinen bestimmt auf einen unstetigen Vorgang im Innern der Substanz hinzudeuten. Die Schwarmhypothese, auch in ihrer letzten Ausbildung, stellt einen solchen bestimmt nicht dar, — sie bedarf also noch irgendeiner Ergänzung durch die Annahme des Eintritts einer an eine bestimmte Temperatur geknüpften Unstetigkeit. Da nun nach den S. 86 erörterten Beobachtungen das Molekulargewicht bei den genannten Übergängen erhalten zu bleiben scheint, so liegt wohl die Vorstellung eines innermolekularen Vorganges am nächsten. Man könnte sich bei Substanzen mit nur einer a-Phase etwa einfachst denken, daß infolge der innern thermischen Bewegungen die Moleküle der betreffenden Substanzen erst von einer gewissen Temperatur abwärts jene gestreckte Struktur mit einer hinreichenden Steifigkeit verbinden, so daß erstere sich nun konstitutionell in der Bildung von Schwärmen oder Individuen geltend macht. Bei Substanzen mit mehreren a-Phasen müßte man dann — falls dieselbe Molekulargröße für alle nachgewiesen wäre — soviel Konstitutionsänderungen zulassen, als ihren Umwandlungen entsprechen. Mit dem Verschwinden irgendwelcher Freiheitsgrade der Moleküle würde eine geringe Änderung der spezifischen

1) E. Bose, l. c.

Wärme infolge der Umwandlung wohl vereinbar sein.

Gibt man hiermit das Vorhandensein einer Art von Raumgitterstruktur in den „flüssigen" Kristallen zu, so trennt dieselben (im direkten Widerspruch mit dem obigen Zitat von Bose) trotzdem noch ein weiter Abstand von den „festen" Kristallen. Die durch v. Laue angeregten Beobachtungen haben gelehrt, daß die Bausteine der festen Kristalle nicht die Moleküle, sondern die Atome sind. Daß in den anisotropen Flüssigkeiten aber die Moleküle die Bausteine darstellen, darf nach den S. 86 erörterten Beobachtungen wohl als festgestellt gelten. Ferner haben die Untersuchungen, die van der Lingen[1]) nach der Laueschen Methode an magnetisch ausgerichteten Schichten von *p*-Azoxyanisol durchgeführt hat, keine Andeutung von Interferenzen gegeben. Diese anisotrope Flüssigkeit besitzt also entweder überhaupt kein durch Röntgenstrahlen abbildbares Raumgitter der Moleküle, oder dasselbe ist derart in steter Umordnung begriffen, daß das bez. Interferenzbild völlig diffus wird. Damit ist ein prinzipieller Gegensatz zwischen anisotropen Flüssigkeiten und Kristallen bezeichnet, der vielleicht geeignet ist, den alten Widerstand gegen die Vorstellung der „flüssigen Kristalle" zu versöhnen. Denn ein geordnetes Aggregat von Molekülen kann neben ähnlichen sehr wohl auch wesentlich andere physikalische Eigenschaften haben, als ein solches von Atomen. Zwischen den letzteren wirken die „chemischen" Kräfte, denen wir ganz andere Gesetzmäßigkeiten und in molekularen Entfernungen viel größere Stärke beizulegen Ursache haben, als den zwischen den Molekülen wirksamen „physikalischen". So ist es begreiflich, daß die Atomaggregate eminent formbildend sind, die Molekülaggregate in viel geringerem Maße.

1) J. St. van der Lingen, Ber. d. Deutsch. Phys. Ges. 15, 913, 1913.

Hiermit scheint ein prinzipieller Unterschied zwischen den festen Kristallen und den anisotropen Flüssigkeiten festgestellt, der für die Auffassung von großer Wichtigkeit ist, und dessen Betonung vielleicht zur Klärung der ganzen Frage beizutragen vermag.

Verlangen wir von einem Kristall ganz allgemein, daß seine Bausteine die chemischen Atome sind, und daß diese sich in ein regelmäßiges Raumgitter ordnen, so sind die hier behandelten Körper keine Kristalle und verdienen besser den Namen anisotroper Flüssigkeiten. Damit ist wohl vereinbar, daß sie sich in vieler Hinsicht physikalisch wie Kristalle verhalten. Aber es bleibt in jedem Falle der fundamentale Gegensatz bestehen, daß zwischen ihren Bausteinen „physikalische", zwischen denen der eigentlichen Kristalle „chemische" Kräfte wirken, deren Gesetzmäßigkeiten und Stärkeverhältnisse allem Anschein nach vollkommen verschieden sind. Auf der geringen Polarität und der gesamten Schwäche der physikalischen Kräfte beruht offenbar außer der geringen Tendenz zur Formbildung auch die leichte Verschiebbarkeit der einen, aus dem ausgeprägt polaren Charakter und der größeren Stärke der chemischen Kräfte folgt neben der energischen Formbildung die relative Starrheit der anderen Körperart.

(Schluß folgt.)

BESPRECHUNGEN.

W. Fahrion, Neuere Gerbemethoden und Gerbetheorien. IV u. 145 Seiten. Sammlung Vieweg, Heft 28. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1915. M. 3.20

Man beobachtet häufig, daß diejenigen technischen Verfahren, die schon seit altersher von den Menschen ausgeübt worden sind, am wenigsten und am langsamsten wissenschaftlich angegriffen und durchdrungen werden. So ist z. B. von allen optischen Instrumenten, welche der Mensch nötig hat, die Brille erst in allerneuester Zeit der wissenschaftlichen Durcharbeitung unterzogen worden.

Ähnlich steht es auf dem Gebiete der angewandten physikalischen Chemie mit dem Prozeß der Ledergerbung. Bis vor nicht langer Zeit hat man sie handwerksmäßig nach den bis in vorgeschichtliche Zeiten zurückgehenden primitiven Vorschriften ausgeübt. Aber seit einigen Jahrzehnten ist es auch hier anders geworden. Man hat angefangen die Gerbeprozesse als chemische und physikalische Vorgänge zu studieren und ist dementsprechend denn auch bald zu neuen und schon heute sehr wichtigen Gerbeverfahren gekommen; ja es scheint, als ob diese Entwicklung in der neueren Zeit ein beschleunigtes Tempo annehmen wollte. Das Gebiet interessiert in gleicher Weise die Physiker und die Chemiker, wenn auch manche es für den neuen Wissenschaftskomplex der Kolloidchemie in Anspruch nehmen wollen. Das vorliegende Buch stellt in übersichtlicher und wertvoller Weise alles zusammen, was bisher an wissenschaftlichen Erfahrungen über die verschiedenen Gerbeprozesse bekannt geworden ist. Der Verfasser steht seiner Entwicklung nach der chemischen Seite des Problems näher, hat aber auch seiner physikalischen Seite nach Möglichkeit Rechnung getragen.

Der Krieg hat uns die ungeheuere Bedeutung zum Bewußtsein gebracht, die gerade der Lederherstellung im Wirtschaftsleben zukommt. So kommt das Buch gewiß gerade zur rechten Zeit, um auch das wissen-

schaftliche Interesse an dem bisher ein wenig vernachlässigten Gebiete zu beleben. H. Th. Simon.

F. Poske, Didaktik des physikalischen Unterrichts. gr. 8. X u. 428 Seiten mit 33 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1915. Geb. M. 12.—.

Das zur Reihe der „Didaktischen Handbücher für den realistischen Unterricht an höheren Schulen" gehörende, ausgezeichnete Werk zeigt, daß es der Feder eines Mannes entsprungen ist, der im Besitze der reichsten und reifsten Erfahrung den Vorzug hatte, mehr als ein Vierteljahrhundert hindurch die Fäden des gesamten physikalischen Unterrichts an höheren Schulen in seiner Hand zusammenlaufen zu sehen. — Wem es darauf ankommt, seinen Unterricht wirklich zu vertiefen, ihn gedankenreich und inhaltsvoll zu gestalten, der wird in Poskes Meisterwerk überall Anregung finden. Weit davon entfernt, bloße Rezepte für eine geschickte Ausgestaltung des Unterrichts zu geben, weiß der Verfasser die inneren Kernpunkte, das wirklich geistig Wertvolle, für die Entwicklung des Schülers Entscheidende hervorzuheben und in den Vordergrund seiner Darstellung zu bringen. Dazu befähigt ihn vor allem seine durch eingehende philosophische Studien gewonnene Meisterschaft in der Behandlung didaktischer Probleme auf erkenntnistheoretischer Grundlage. Das zeigt sich namentlich in dem allgemeinen Teile, in welchem zunächst die Ziele und Aufgaben des physikalischen Unterrichts einer sorgfältigen Untersuchung unterzogen und die Methoden der Physik, Wert des Experiments, Beobachtungsvermögen, Problembildung, Wert der Hypothese und ähnliches besprochen werden. Es berührt sehr wohltuend, jeden Schematismus hierbei überwunden zu sehen, und nicht minder ist die Meinung des Verfassers zu begrüßen, daß es keine universelle, für alle Zweige der Physik gültige Methode geben kann, sondern daß diese sich dem jeweiligen Stoffgebiete anzupassen habe. — Auf eine kurze Besprechung der Gliederung des Unterrichts folgt dann eine Untersuchung über den Wert der Schülerübungen, wobei der Verfasser sich erfreulicherweise gegen den einseitig praktischen, amerikanischen Standpunkt in der Wahl der Aufgaben ausspricht. Nachdem die Beziehungen zwischen mathematischer und experimenteller Behandlung des Unterrichts in vortrefflicher Weise dargelegt worden sind, gelegentlich welcher der Verfasser der modernen mathematischen Reformen zur Hebung des Funktionsbegriffes freundlich gedenkt, geht er dann zur speziellen Ausgestaltung des Lehrstoffes auf der Unter- und Oberstufe über. Der Gegensatz in der Behandlung beider Stufen wird trefflich gezeichnet, der reiche Stoff selbst in der ausgiebigsten Weise durchgesprochen. Es kann nicht Aufgabe dieses kurzen Hinweises sein, dem Verfasser in seinen lichtvollen Darlegungen im einzelnen zu folgen. Wir wünschen dem ausgezeichneten Werke, das berufen scheint, auf das segensreichste zu wirken, den vollen Erfolg. Behrendsen.

C. Doelter, Die Farben der Mineralien, insbesondere der Edelsteine. gr. 8. IV u. 96 Seiten mit 2 Abbildungen. (Sammlung: „Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften und der Technik", Heft 27). Braunschweig, Vieweg & Sohn. 1915. M. 3.—.

Das Buch berührt sich mit demjenigen des Verf. über „Das Radium und die Farben" (vgl. d. Referat in dieser Zeitschr. **12**, 78, 1911), doch legt es mehr Gewicht auf die natürlichen Farben der Mineralien gegenüber den künstlich hervorgebrachten und berücksichtigt naturgemäß auch die Literatur seit 1910.

Doelter hält die Mineralpigmente für chemische Elemente und für anorganische Verbindungen, und zwar für solche, die mit dem gefärbten Minerale mindestens ein chemisches Element gemeinsam haben. Die ionisierende Wirkung von außen kommender β- oder γ-Strahlen soll in der Natur ein farbiges Ion von der Mineralverbindung abspalten, welches das Pigment darstellt; letzteres wird andererseits für kolloidal erklärt derart, daß es je nach seinem Verteilungsgrad verschieden gefärbte Varietäten einer Mineralart bewirkt. Es ist schwer verständlich, wie sich gleichgeladene Ionen zu kolloidalen Teilchen zusammenballen sollen. Läßt man aber statt des Verteilungsgrades die Ionenkonzentration variieren, so wird man hiermit wiederum zwar verschiedene Farbenintensität, aber kaum die so verschiedene Färbung der roten, gelben, grünen und violetten Flußspate erklären können.

Das Pigment solcher Flußspate ist nach Doelter wahrscheinlich *Ca*.

Die Farben der grünen und blauen Ultramarine führt Verf. auf kolloiden Schwefel zurück, der in verschiedener Dispersität der Verbindung $(NaAlSiO_4)_6 \cdot Na_2S$ bzw. einer etwas kieselsäurereicheren Substanz beigemischt sein soll. Auch in den blauen Schwerspaten und Coelestinen vermutet Doelter kolloiden Schwefel. Die durch Erhitzen erzielten Farbenänderungen sind zuweilen vom Außenmedium abhängig; so wird gelber brasilianischer Topas, in Stickstoff erhitzt, lila, in Schwefeldampf erhitzt, grün.

Überraschend ist es, wenn Rosenquarz durch Röntgenstrahlen gebräunt, durch „ultraviolette" Strahlen aber entfärbt wird, da auch Röntgenstrahlen ultraviolett sind. Die braune Farbe des Rauchquarzes betrachtet Doelter als „Sättigungsfarbe" im Gegensatz zu der Tönung des ungesättigten Rosenquarzes, dessen Pigment das gleiche wie dasjenige des Rauchquarzes sei; die Sättigungsfarbe kann durch Bestrahlung nicht satter, d. h. nicht homogener gemacht werden. Für jede Pigmentart ist also eine ihr eigentümliche Sättigungsfarbe anzunehmen.

Die von Doelter mittels Kathodenstrahlen hervorgerufene Blaufärbung von Steinsalz soll mit der Farbe des natürlichen blauen Steinsalzes identisch sein, während die von Siedentopf durch Glühen in *Na*-Dampf bewirkte Blautönung für andersartig erklärt wird; trotzdem vermutet Doelter *Na* als Pigment des blauen Steinsalzes.

Die Frage, ob gemäß Obigem im blauen Steinsalz ein Überschuß von *Na* über *Cl*, im farbigen Flußspat ein Überschuß von *Ca* über *F* vorhanden ist, hat Verf. nicht erörtert.

Während homogene Pigmentierung ganzer großer Kristalle oft durch β- oder γ-Strahlen verursacht ist, sind die kleinen „pleochroitischen Höfe" in Biotit, Cordierit usw. durch die wenig weit wirkenden α-Strahlen verursacht (J. Joly, O. Mügge, G. Hövermann).

Die synthetischen Edelsteine seien nicht immer gleich pigmentiert wie die natürlichen, auch wenn sie die gleiche Tönung zeigen; so enthalten die künstlichen Rubine etwa 2,5 Proz. Cr_2O_3, die natürlichen dagegen viel geringere Mengen.

Es wäre m. E. wünschenswert, wenn die künstlichen Färbungsversuche an Mineralien mehr systematisch und mehr quantitativ fortgesetzt würden. Einige bereits vorliegende Messungen hat Verf. leider nicht ziffernmäßig wiedergegeben; so Wülfings Feststellung

eines Gewichtsverlustes von Rauchquarz beim Erhitzen und Entfärben, Wülfings Ermittelung von abweichendem Brechungsindex des violetten Weardaler Flußspates und der Konstanz dieses Brechungsindex bei Erhitzungsentfärbung; die Dichte-Bestimmungen von Brauns an natürlichen und synthetischen Rubinen; die Messungen Hövermanns betr. Änderung optischer Konstanten von Hornblende und Cordierit infolge von α-Bestrahlung.

Das Buch ist reichhaltig und anregend; aber vielfach ist es lediglich Kritik, wozu es anregt. „Zahlen entscheiden", sagte der Physiker Benzenberg.

Johnsen.

W. Brunner, Dreht sich die Erde? Mathematische Bibliothek 17. 8°. 53 S. m. 19 Figuren im Text und auf einer Tafel. Leipzig, B. G. Teubner. 1915. M. —.80

Die bekannten Beweise für die Drehung der Erde knüpfen sämtlich an das Trägheitsgesetz an[1]) und sie zeigen innerhalb der Genauigkeitsgrenzen der betreffenden Versuche, daß die Erde in einem Tage eine Umdrehung vollführt gegenüber einem Bezugssysteme, für welches das Trägheitsgesetz gilt. Dieses System fällt also, soweit es alle diese verhältnismäßig rohen Bestimmungen festzulegen gestatten, mit demjenigen zusammen, auf welches die Astronomen die siderische Umdrehungszeit der Erde beziehen, das also gegenüber der Fixsternwelt fest liegt. Von den genannten Beweisen bespricht der Verf. zunächst eingehend die östliche Abweichung frei fallender Körper von der Vertikalen. Er leitet auf leicht verständlichem Wege den mathematischen Ausdruck für den Betrag dieser Abweichung ab und teilt die Ergebnisse der verschiedenen Beobachtungsreihen mit, wobei namentlich die Wiedergabe der Fallpunktsfiguren ein recht willkommenes Anschauungsmittel bildet. Zur höchsten Vollkommenheit wurden diese Versuche ausgebildet durch den Jesuitenpater J. G. Hagen, Direktor der vatikanischen Sternwarte, der dieselben mit Hilfe einer großen Atwoodschen Fallmaschine ausführte. Es folgt dann die elementare Besprechung des Foucaultschen Pendels, des konischen Pendels und des Gyroskops. Da das vorliegende Buch namentlich für Lehrer und Schüler bestimmt ist, hätte Referent einen Hinweis auf die Abplattung der Erde und die Abnahme der Schwere mit der geographischen Breite für nützlich gehalten. Denn die schon von Newton richtig gedeutete Beobachtung Richers über die Verkürzung des Sekundenpendels in Cayenne ist nicht nur historisch der früheste der in Rede stehenden Beweise, sondern wohl auch der anschaulichste von allen. Mit den allereinfachsten Hilfsmitteln — selbst wo nicht einmal ein Zentrifugalapparat vorhanden sein sollte — kann man die Abplattung eines Drahtmodells infolge der Drehung leicht zeigen. Den Schluß des sonst recht empfehlenswerten Bändchens bildet ein Abschnitt über die ablenkende Kraft der Erdrotation, wie sie sich namentlich in der Bewegung der Passatwinde und in der Drehungsrichtung der Zyklone äußert.

1) Neben diesen käme noch die tägliche Aberration in Betracht.

J. Hartmann.

G. Kerschensteiner, Wesen und Wert des naturwissenschaftlichen Unterrichts. Neue Untersuchungen zur alten Frage. 8. XII u. 141 Seiten. Leipzig, B. G. Teubner. 1914. Geheftet M. 3.—, gebunden M. 3.60.

Nicht Kenntnisse, sondern Erkenntnis, das ist das Thema der interessanten und geistvollen Untersuchung des philosophisch geschulten Verfassers über die wichtigsten Fragen des Unterrichts, nicht allein des naturwissenschaftlichen, wie es der Titel vermuten läßt. Mit scharfen Waffen kämpft K. gegen jede äußerliche Vielwisserei und legt den Kernpunkt eines guten Unterrichts lediglich in die geistige Zucht des Denkens. Die dabei in Frage kommenden Denkverfahren werden einer sorgfältigen Analyse unterzogen und an eingehend behandelten Beispielen (Übersetzungen aus alten und neueren Sprachen, Erforschung physikalischer und chemischer Vorgänge) wird gezeigt, daß im Grunde bei sprachlicher wie bei naturwissenschaftlicher Behandlung des Unterrichts, wenn sie gründlich und in die Tiefe gehend ist, dieselben Denkoperationen in Anwendung kommen. Eine Reihe weiterer Erörterungen dienen dazu, die besonderen geistigen Werte naturwissenschaftlicher Studien zu ermitteln, als da sind Beobachtungsvermögen, Sinn für Kausalität, moralische Erziehungswerte u. dergl. Untersuchungen, die den Verfasser auch auf die Frage führen, ob die Naturgesetze auch für das menschliche Handeln eine Wertenorm ergeben, wobei der Ostwaldsche „energetische Imperativ" sowie Unolds Ideen über die Grundgesetze des organischen Lebens einer Kritik unterzogen werden. So anregend Kerschensteiners Anschauungen auch in ihrer Durchführung sind, so viel Richtiges und Vollwertiges sie auch geben, so verwickeln sie sich doch in ein von dem Verfasser selbst empfundenes Dilemma. Ohne Anweisung kann der Schüler die Gesetze der Natur nicht ergründen, die Anweisung aber schließt die „freie Vermutung" aus, auf die der Verfasser so großen, ja allen Wert legt, da sie allein zur Entwicklung des Denkvermögens führt. Auch verleitet ihn die Furcht vor der „Seuche des Enzyklopädismus" zu einem ganz extremen Standpunkte, der in der Verneinung des Erwerbes positiver Kenntnisse überhaupt gipfelt.

Behrendsen.

Ausschuß für Einheits- und Formelgrößen (AEF).

Einführung der Einheits- und Formelzeichen des AEF bei der Königlich preußischen Bauverwaltung.

Die Kgl. preußischen Minister der öffentlichen Arbeiten und für Handel und Gewerbe haben durch den nachfolgend abgedruckten Erlaß den Gebrauch der Einheits- und Formelzeichen des AEF den nachgeordneten Behörden empfohlen.

Dem Erlaß war das Taschenblatt des AEF beigefügt, welches alle bis jetzt festgesetzten Einheits- und Formelzeichen[1]) enthält; auf dieses Blatt bezieht sich der letzte Satz des Absatzes I und der vorletzte Absatz des Erlasses.

1) Abdruck siehe „ETZ" 1914, S. 1021. Vgl. auch diese Zeitschr. 14, 167, 1913 u. 16, 40, 1915.

Berlin, den 23. II. 1916. Strecker.

Der Minister
der öffentlichen Arbeiten.

III. 1776. A. B. } M. d. ö. A.
I 15 D. 13307.
III. 5350. } M. f. H. u. G.
I. 8143.

Berlin W. 66, den 25. Januar 1916.
Wilhelmstraße 79.

Der Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen — genannt AEF — hat es sich zur Aufgabe gesetzt, in die Mannigfaltigkeit der Formelzeichen, der Bezeichnungen von Maßeinheiten und der dazu gehörigen Abkürzungen Ordnung und Klarheit zu bringen. Die bisher von ihm bearbeiteten endgültigen Vorschläge sind in dem in dreifacher Ausfertigung beigefügten Blatt enthalten.

Da der Ausschuß an mich, den Minister der öffentlichen Arbeiten, mit der Bitte herangetreten ist, die Anwendung der von ihm vorgeschlagenen Einheits- und Formelzeichen zu fördern, ersuchen wir, diesem Wunsche des Ausschusses nach Möglichkeit zu entsprechen.

Nur auf zwei Punkte sei besonders hingewiesen:

Erstens: Der Ausschuß schlägt vor, für die Maße Quadratmeter, Quadratzentimeter, Kubikmeter usw. die Abkürzungen m^2, cm^2, m^3 usw. zu verwenden. Dies beruht auf Beschlüssen des Internationalen Maß- und Gewichtskomitees vom Jahre 1880 und 1885, stimmt aber mit den für Deutschland geltenden amtlichen Vorschriften nicht völlig überein. Laut Beschluß des Bundesrates vom 14. Dezember 1911 (s. Bekanntmachung des Reichskanzlers vom 17. Januar 1912) sind für obige Werte die Abkürzungen qm oder m^2, qcm oder cm^2, cbm oder m^3 usw. anzuwenden.

Im Verkehr mit der Bevölkerung, auch z. B. in Kostenanschlägen, Massenberechnungen usw., die in die Hände von Unternehmern gelangen können, sind bis auf weiteres die ersten Bezeichnungen, im innern amtlichen Verkehr sowie in wissenschaftlichen Ausarbeitungen, statistischen Rechnungen u. dergl. tunlichst die Zeichen m^2, cm^2 usw. zu verwenden.

Zweitens: In Satz IV der Vorschläge des AEF steht: „Die technische Einheit der Leistung heißt Kilowatt". Bei Befolgung dieses Satzes könnte somit die bisher übliche Einheit der Pferdestärke nicht mehr angewendet werden.

Wenn es auch richtig erscheint, der allgemeinen Einführung der neuen Einheit Kilowatt möglichst die Wege zu ebnen, da sie an sich mehr Berechtigung hat als die Pferdestärke, so wird es sich doch in vielen Fällen nicht ermöglichen lassen, die Einheit der Pferdestärke plötzlich abzuschaffen. Letztere ist daher in Fällen, wo es zweckmäßig oder erforderlich erscheint, einstweilen beizubehalten.

Zweckmäßig kann es z. B. sein, bei Berechnung oder beim Ankauf feststehender Dampfmaschinen, von Lokomobilen oder von Schiffsmaschinen mit der alten Einheit zu rechnen, in Rücksicht darauf, daß diese z. Zt. noch in weiten Kreisen gebräuchlich ist; erforderlich ist es dagegen beispielsweise bei Führung der Dampfmaschinen-Statistik, die seit jeher auf die Einheit der Pferdestärke zugeschnitten ist.

Weitere Blätter, die die Sätze und Zeichen des Ausschusses enthalten, sind — soweit erforderlich — auf dortige Kosten zu beschaffen; die Bezugsquelle ist am Schlusse des Blattes angegeben. Die Verhandlungen des AEF, die über alle Einzelheiten seiner Arbeit Auskunft geben, sind bei Julius Springer, Berlin, erschienen.

Abdrucke dieses Erlasses sind beigefügt.

Der Minister der öffentlichen Arbeiten.
In Vertretung: Frhr. v. Coels.

Der Minister für Handel und Gewerbe.
Im Auftrage: v. Meyeren.

An
die Herren Oberpräsidenten
in Danzig, Breslau, Magdeburg, Hannover, Coblenz und Münster i. W. (Strombau- bzw. Kanalverwaltung),
die Herren Regierungspräsidenten
(bei Potsdam auch Verwaltung der Märkischen Wasserstraßen),
den Herrn Polizeipräsidenten in Berlin,
die hiesige Königliche Ministerial-, Militär- und Baukommission,
die Königlichen Kanalbaudirektionen
in Hannover und Essen sowie an
die Königlichen Eisenbahndirektionen und
das Königliche Eisenbahnzentralamt.

Nachtrag zur Übersicht über die Kriegsbeteiligung der Deutschen Physiker.

Dr. phil. **E. Everling**, wiss. Mitarbeiter der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt in Adlershof, wurde bei Kriegsbeginn als Freiballonführer nach Thorn eingezogen, machte als Fesselballonbeobachter die Kämpfe an der Bzura und Rawka mit und ist zur Zeit als Vizefeldwebel bei der Prüfanstalt und Werft der Fliegertruppen in Adlershof tätig.

Tagesereignisse.

Benekesche Preisstiftung. Die philosophische Fakultät der Universität Göttingen hat die folgende Aufgabe gestellt: „Die chemischen Vorgänge, welche bei der Umwandlung des Blutfarbstoffes in Gallenfarbstoffe und weiter in Harn- und Kotfarbstoffe vor sich gehen, sind in exakter Weise klarzulegen und durch ausreichend begründete Strukturformeln zu erklären." Bewerbungsschriften sind bis zum 31. August 1918 an die Fakultät einzureichen.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Die Privatdozenten an der Universität Tübingen Dr. Hans Rosenberg (Physik und Astronomie) und Dr. Alfred Magnus (Chemie) zu a. o. Professoren ebendaselbst, der ord. Professor für technische Chemie an der Washington Universität Seattle Dr. Henry Kreitzer Benson zum Direktor des neuen Bureau of Industrial Research.

Verliehen: Dem Privatdozenten für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Adolf Thomälen der Titel Professor, dem ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Marburg Dr. Franz Richarz, dem ord. Professor der Pharmazeutischen Chemie an der Universität Breslau Dr. Johannes Gadamer, dem Abteilungsvorsteher am Geodätischen Institut bei Potsdam Professor Emil Borrass und dem Hauptobservator am Astrophysikalischen Observatorium bei Potsdam Professor Dr. Johannes Wilsing der Titel Geh. Regierungsrat.

Ehrungen: Der Preis der Otto-Vahlbruch-Stiftung ist von der philosophischen Fakultät der Universität Göttingen im Betrage von je 6000 Mark dem ord. Professor für Organische Chemie an der Universität Stockholm, Dr. Hans von Euler-Chelpin, für seine Arbeiten über die Wirkungsweise der Fermente und seine Untersuchungen über die Chemie der Gärung, und dem a. o. Prof. für chemische Technologie an der Universität München Dr. Heinrich Wieland für seine Arbeiten über unge-

sättigte organische Radikale, für seine Untersuchungen über tierische Gifte und seine Studien über biologisch wichtige Oxydationsvorgänge zuerkannt worden.

Gestorben: Der Chemiker Dr. Josef Messinger in Budapest, der frühere Privatdozent der Chemie an der Universität Bern, Kantonschemiker Dr. Eugen Vinassa in Lugano.

Vorlesungsverzeichnis f. das Sommersemester 1916.

Technische Hochschule Brünn.

Jaumann: Allgemeine und technische Physik, $3^1/_2$; Theoretische Physik, $1^1/_2$; Physikalisches Praktikum für Chemiker und Maschinenbauer (mit Lohr), 3, für Bauingenieure (mit Szarvassi), 3. — **Szarvassi**: Physikalische Grundlagen der drahtlosen Telegraphie, 2; Meteorologie und Klimatologie, 3. — **Lohr**: Physik, 4. — **Zickler**: Elektrotechnische Messungen, 2; Elektrische Beleuchtungsanlagen, 3; Elektrotechnisches Praktikum I, für Anfänger, 4, III: Speziell für Elektrotechniker (mit Niethammer), 8, Ausarbeitung, 8. — **Niethammer**: Bau elektrischer Maschinen I, 3; Projektierung elektrischer Anlagen, einschließlich elektrischer Arbeitsübertragung, 2; Elektrische Bahnen, 1; Elektrotechnische Konstruktionsübungen I, 2, II, 8. — **Siegel**: Verwertung von Prüfungsergebnissen an elektrischen Maschinen für den Dynamobau, 1. —

Hönig: Organische Chemie I, 5; Chemische Übungen III: Organisch-chemische Übungen, 20; Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 3. — **Frenzel**: Analytische Chemie I: Allgemeiner Teil, 2; Chemische Übungen Ib, 22, IIb: Physikalisch-chemische Übungen, 5; Grundzüge der Elektrochemie, 2; Elektrochemisches Praktikum, 3; Physikalische Chemie I, 3. — **Gröger**: Enzyklopädie der technischen Chemie, $1^1/_2$. — **Ulrich**: Ausgewählte Kapitel aus der Chemie der aromatischen Verbindungen, 1; Chemische Technologie organischer Stoffe II 2, 5; Mikrochemische Arbeitsmethoden, 1; Übungen im Laboratorium für chemische Technologie II, insbesondere der Farb- und Faserstoffe, II, 25; Spezielle chemische Technologie der Faserstoffe, 1; Grundzüge der Textilchemie, 1. — **Knöpfer**: Synthese organischer Verbindungen, 2. — **Donath**: Chemische Technologie anorganischer Stoffe I, 3; Chemische Technologie organischer Stoffe I, 3; Übungen im Laboratorium für chemische Technologie I 2 (mit Margosches), 20. — **Margosches**: Chemische Technologie III: Anleitung zu technisch-chemischen Untersuchungen, 2; Chemische Technologie der organischen Kolloide, 2. —

Waelsch: Mathematik Ib, 2, Korrepetitionen, 1; Darstellende Geometrie II, 5, Übungen (Konstruktives Zeichnen), 6. — **v. Schrutka**: Mathematik II 1, 3, Korrepetitionen, 1; Mathematische Näherungsmethoden, 4, Übungen, 1; Potentialtheorie, 2 (verlegbar). — **Tietze**: Elemente der höheren Mathematik, 4, Korrepetitionen, 1; Variationsrechnung, 2. — **Benze**: Mathematische Statistik, 2. — **Fanta**: Versicherungsmathematik II, 2, Übungen, 1; Reformen im Rechnungswesen von Versicherungsanstalten, 1. — **Tranquillini**: Technisches Zeichnen I: Elemente des Hochbaues, 2, Übungen, 4. — **Löschner**: Technisches Zeichnen II: Plan- und Geländezeichnen, Übungen, 2; Plan- und Geländezeichnen: Situationszeichnen, Übungen, 4; Niedere Geodäsie, 2; Photogrammetrie und Stereophotogrammetrie, mit Übungen, 1; Vermessungsübungen II, 12; Sphärische Astronomie, 2. — **Musil**: Technisches Zeichnen: Maschinenzeichnen, 6. — **Steiner**: Elemente der niederen Geodäsie, 2, Übungen, 3. — **N.N.**: Mechanik I: Einleitung in die Mechanik, Statik in analytischer und graphischer Behandlungsweise, 5, Übungen, 2. — **Lechner**: Analytische Mechanik, 2. — **Bortsch**: Elemente der Mechanik und Festigkeitslehre I, 4. —

Technische Hochschule Dresden.

Hallwachs: Experimentalphysik II: Elektrizität II, Optik, 5; Physikalisches Praktikum I, 6 oder 3, II, einschließlich Laboratoriumstechnik, für Fortgeschrittene, 9; Praktikum für größere physikalische Arbeiten, 20. — **Toepler**: Theoretische Physik III: Elektrizität und Magnetismus, 4, Übungen, 1 *g*. — **Luther**: Photographisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene, 4 und 8; Selbständige Arbeiten im wissenschaftlich-photographischen Institute, 2 und 4, ferner ganz- und halbtägig. — **Görges**: Allgemeine Elektrotechnik I, 3; Theorie des Wechselstromes I, 2; Elektrotechnisches Praktikum I, 4; Elektrotechnische Übungen für Geübtere I, 8; Selbständige Arbeiten im Elektrotechnischen Institut, 20; Praktikum für Schwachstromtechnik, insbesondere drahtlose Telegraphie I und II, 3; Selbständige Arbeiten im Institut für Schwachstromtechnik, 10 oder 20. — **Kübler**: Elektromaschinenbau I, 2, III und Kolloquium, 2; Übungen im Elektromaschinenbau für Elektroingenieure, 12, für Maschinen- und Fabrikingenieure, 4; Versorgung der Städte mit elektrischer Arbeit, 1. — **Möllering**: Telegraphie und Telephonie, 3. —

F. Foerster: Anorganische Experimentalchemie, 6; Anorganisch-chemisches Praktikum: Qualitative Analyse, 12, quantitative Analyse, technische Titriermethoden, Gasanalyse, tägl. außer Sonnabend; Praktikum für Elektrochemie, 12; Praktikum für größere Arbeiten auf dem Gebiete der Elektrochemie und physikalischen Chemie, ganztägig. — **v. Meyer**: Organisch-technische Chemie, 3; Synthetische Methoden der organischen Chemie, 1; Organisch-chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend; Praktikum für Farbenchemie (mit v. Walther), 12; Praktikum für Farbenchemie bzw. Färbereitechnik (mit v. Walther), halbtägig; Praktikum für größere Arbeiten auf dem Gebiete der Farbenchemie bzw. Färbereitechnik (mit v. Walther), ganztägig. — **König**: Chemie und chemische Technologie der organischen Farbstoffe, 4. — **v. Walther**: Einzelkapitel über Theorien der organischen Chemie, 2. — **Thiele**: Wasser und Abwasser, 1; Anorganisch-chemisches Praktikum, 4. — **Dietz**: Die chemische Technologie der Mörtel und Zemente, 1; Die chemische Technologie des Glases, 1. —

Krause: Höhere Mathematik III, 3; Seminaristische Übungen (mit Naetsch), 14 tägig, 1; Einleitung in die Theorie der elliptischen Funktionen, 4; Mathematisches Seminar, 1 *g*; Seminaristische Übungen für Physiker (mit Naetsch), 1 *g*. — **Helm**: Höhere Mathematik I, 5, Übungen, 2; Analytische Mechanik, 3; Versicherungstechnisches Seminar, 1 *g*, Übungen, 2. — **Ludwig**: Darstellende Geometrie I, 3, Übungen, 4; Geometrische Konstruktionen, 1; Synthetische Geometrie, 3, Übungen, 2 *g*; Seminaristische Übungen über höhere Geometrie, 1 *g*. — **Naetsch**: Sphärische Trigonometrie, 2; Analytische Geometrie der Kegelschnitte, 3; Anwendungen der Theorie der elliptischen Funktionen, 2. — **Pattenhausen**: Methode der kleinsten Quadrate, 2, Seminaristische Übungen, 1; Höhere Geodäsie (Fortsetzung), 2, Seminaristische Übungen, 1; Sphärische Astronomie I, 2, Seminaristische Übungen, 1; Vorübungen zum Planzeichnen für Vermessungsingenieure (Schriftzeichnen), 2; Planzeichnen II, für Bauingenieure, 2, für Vermessungsingenieure, 4; Skizzieren geodätischer Instrumente, 2; Triangulierungsübungen, 4; Geodätisches Praktikum I, 4, II, 4; Geodätisches Praktikum für Architekten, 4; Größere Geländeaufnahmen, 2 Wochen. — **Grübler**: Technische Mechanik II: Statik einschließlich graphischer Statik, 6, Übungen, 2; Graphostatische Übungen, 2. —

Universität Graz.

Radakovic: Seminar für theoretische Physik, 2 *g*. — **Schenkl**: Elektrodynamik, 3. — **Streintz**: Maße und Meßmethoden der Elektrizität, 2. — **Rosenberg**:

Übungen in der Anstellung physikalischer Schulversuche, 3 *g*. —

Scholl: Organische Experimentalchemie, für Mediziner und Pharmazeuten, 5; Chemische Übungen für Anfänger (mit Skrabal), tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, 4; Chemische Übungen für Vorgeschrittene, tägl. — **Kremann**: Physikalische Chemie II, 3; Physikalisch-chemisches Rechnen, 2; Physikalisch-chemisches, elektrochemisches und metallographisches Praktikum, 20. — **Skrabal**: Maßanalyse, 2; Chemie der Metalle, 3; Harnanalyse, 2; Praktikum aus anorganischer und analytischer Chemie für Vorgeschrittene, tägl. außer Sonnabend. — **v. Hemmelmayr**: Ausgewählte Kapitel aus der chemischen Technologie: Technologie der Silikate, mit Besichtigung von Fabrikanlagen, 2; Experimentierübungen (chemische Schulversuche), (für Lehramtskandidaten, 2. —

v. Dantscher: Analytische und projektivische Geometrie der Ebene, 5; Mathematisches Seminar I, 2 *g*. — **v. Daublebsky**: Differential- und Integralrechnung (Fortsetzung), 2; Funktionentheorie, 3; Elementarmathematik II, 2; Mathematisches Seminar II, 2 *g*. — **Streißler**: Darstellende Geometrie, 3. — **Erell**: Statistische Mechanik (Fortsetzung), 3. — **Hillebrand**: Bahnbestimmung der Planeten und Kometen, 5; Kalendariographie, 1 *g*. —

Technische Hochschule Prag.

Tuma: Experimentalphysik: Elektrostatik, Stationäre Elektrizitätsströmungen, Magnetische Wirkungen des elektrischen Stromes, Magnetische Induktion, 5, für Kulturingenieure und Geodäten, 3; Thermodynamik, 3; Physikalisches Praktikum, 6. — **Puluj**: Allgemeine Elektrotechnik, 3, Praktische Übungen, 4; Ausgewählte Kapitel der Wechselstrom-Elektrotechnik, 2. —

Hönigschmid: Anorganische Chemie, 4; Analytische Chemie (anorganisch, quantitativ), 2; Übungen im anorganisch-chemischen und analytischen Laboratorium I und II, tägl. außer Sonnabend; Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen für Geübtere, tägl. außer Sonnabend. — **N. N.**: Organische Chemie, 5; Übungen im organisch-chemischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen für Vorgeschrittene, tägl. — **Storch**: Chemie der Metalle und technische Metallgewinnung: II. und III. Gruppe des periodischen Systems, 2; Die wissenschaftlichen Grundlagen der Maßanalyse, 1; Physikalische Chemie II: Thermochemie, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen, 15; Elektrochemische Prozesse der Industrie, 3, Übungen, 4. — **Ditz**: Chemische Technologie anorganischer Stoffe II, 6; Übungen im anorganisch-technologischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend. — **v. Georgievics**: Chemische Technologie organischer Stoffe II, 6½; Übungen im organisch-technologischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend. — **Harpf**: Technologie des Schwefeldioxydes, 1. — **v. Gintl**: Enzyklopädie der technischen Chemie, 2; Praktische Übungen in der Ausführung von Heizgasuntersuchungen, 1; Chemie der Nahrungs- und Genußmittel und Untersuchung von Rohstoffen und Gebrauchsgegenständen, 2, Übungen, 8; Gasanalyse mit praktischen Übungen, 1; Gerichtlich-chemische Untersuchungen mit Demonstrationen, 1. — **Außerwinkler**: Photographie, 1, Übungen, 4. — **Herzog**: Technische Mykologie, Übungen, 6; Agrikulturchemische Arbeitsmethoden, 1; Biochemische Analyse, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen für Vorgeschrittene, tägl. —

Carda: Mathematik I, 4, Übungen, 2; Elemente der höheren Mathematik, 2, Übungen, 1. — **N. N.**: Mathematik II, 4, Übungen, 2, für Handelslehrkandidaten, 3; Ausgewählte Kapitel der höheren Mathematik, 2. — **Rosmanith**: Versicherungsmathematik I, 3, IIa, 1, IIb, 2; Politische Arithmetik, 2. — **N. N.**: Darstellende Geometrie, 3, Konstruktive Übungen, 5 und 4; Ausgewählte Kapitel aus der darstellenden und projektiven Geometrie, 3, Übungen, 4. — **Grünwald**: Ausgewählte Abschnitte aus der Bewegungslehre starrer Körper, 2. — **Pöschl**: Allgemeine Mechanik, 4, Repetitionen, 1, Graphische Übungen, 2; Hydromechanik, 3, Übungen, 1; Besondere Probleme aus dem Gesamtgebiete der Mechanik, 2. — **Haerpfer**: Elemente der niederen Geodäsie, Übungen, 4; Theorie der Kartenprojektionen, 1; Die Nomographie in der Geodäsie, 1. — **Adamczik**: Niedere Geodäsie, 4½, Übungen, 6; Grundzüge der sphärischen Astronomie, 3, Übungen, 2; Anwendungen der Geodäsie auf Kulturtechnik, 2, Übungen, 2; Geodätisches Rechnen I, 2, II, 2. —

Technische Hochschule Stuttgart.

v. Koch: Experimentalphysik: Elektromagnetismus, Induktion, Akustik, Optik, Elektrooptik, 4; Theoretische Physik (als Einleitung: Mathematische Ergänzungen zur Experimentalphysik), 2; Physikalisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend; Handfertigkeits-Praktikum in Physik, für Vorgeschrittene, 2—3; Physikalisches Kolloquium, 2; Meteorologie, ausgewählte Kapitel, 1. — **Veesenmeyer**: Grundlagen der Elektrotechnik: Konstruktionen und Anlagen, 1, Übungen, 1; Elektrotechnische Konstruktionselemente (mit Brandegger), 1, Übungen, 6; Dynamobau I (mit Brandegger), Seminar, 1, Übungen, 6, II, 2; Elektrische Apparate, 1; Elektrotechnische Maschinenkonstruktionen (mit Brandegger), 8; Projektieren elektrischer Anlagen (mit Brandegger), 1, Übungen, 4; **Emde**: Gleichstromtechnik I, 2, Übungen, 8, II, 2, Übungen, 4. — **Herrmann**: Elektrische Meßinstrumente und Meßmethoden I, 1, Übungen, 8, II, 1, Übungen, 4; Schwachstromtechnik II, 2, Übungen, 4; Drahtlose Telegraphie, 2, Übungen, 4. —

Gutbier: Technische Chemie I: Anorganisch-chemische Großindustrie, 4; Übungen im Laboratorium für anorganische Chemie und anorganisch-chemische Technologie (mit Schmidt und Huber), tägl. außer Sonnabend. — **Küster**: Organische Experimentalchemie, 5; Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, 2; Toxikologie, 1; Übungen im Laboratorium für organische Chemie, organisch-chemische Technologie und Pharmazie (mit Bauer), tägl. außer Sonnabend. — **Grube**: Physikalische Chemie, 3; Metallurgie, 1; Übungen im Laboratorium für physikalische Chemie und Elektrochemie, tägl. außer Sonnabend. — **Kauffmann**: Farbenchemie, unter besonderem Eingehen auf die Chemie mehrkerniger Benzolderivate, 2; Chemische Tagesfragen aus Wissenschaft und Technik, mit Exkursionen, 1. — **Schmidt**: Analytische Chemie, 2; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 2. —

Haller: Trigonometrische Übungen, 2. — **Kutta**: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 2, II[1], 3 bzw. 4, Übungen, 1; Mathematisches Seminar, 2. — **Wölffing**: Krümmungstheorie, 3; Variationsrechnung, 1 *g*. — **Mehmke**: Darstellende Geometrie (mit Stübler) I, 3, Übungen, 4, II, 1, Übungen, 2; Vektorenrechnung (mit Stübler), 3, Übungen, 1; Mathematisches Seminar, 1. — **Stübler**: Mathematische Geographie, mit Übungen, 2; Synthetische Geometrie, 3. — **Kommerell**: Zahlentheorie, 2. — **N. N.**: Einleitung in die mathematische Theorie der Elastizität, 2. — **Roth**: Perspektive, 2. — **Kriemler**: Technische Mechanik, 6, Übungen, 6. — **v. Hammer**: Praktische Geometrie II: Vermessungskunde für Bauingenieure, 5, Messungsübungen, 12; Ausarbeitung der Messungen zur praktischen Geometrie, 2; Geodätische Schlußübungen für Bauingenieure, 12 Tage; Übungen zur höheren Geodäsie, 2; Übungen in praktischer Geometrie (mit Heer), 8. — **N. N.**: Aerostatik und Aerodynamik, 2. — **Baumann**: Flugzeuge und ihre konstruktiven Einzelheiten, 2; Ausführliche Behandlung wichtiger Fragen des Kraftfahrzeugbaus, 2; Motoren für Land-, Wasser- und Luftfahrzeuge, 2. —

Für die Schriftleitung verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

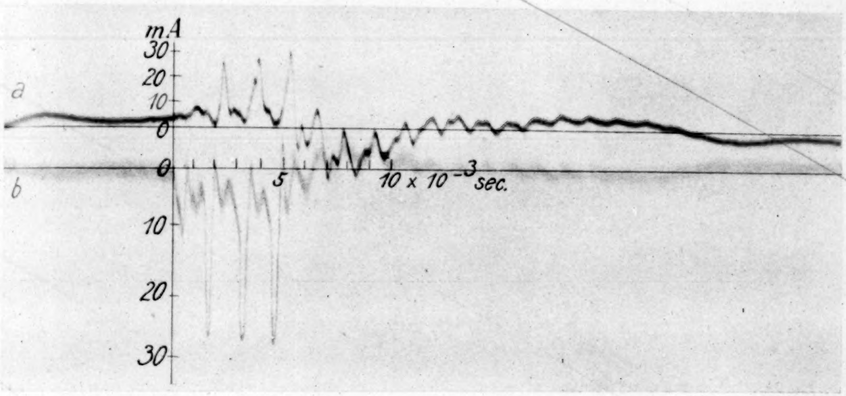


Fig. 6. Entladung über harte Röhre, 1 mA Mittelwert. Sekundärstrom a) in der Mitte, b) am Anfang der Sekundärspule.

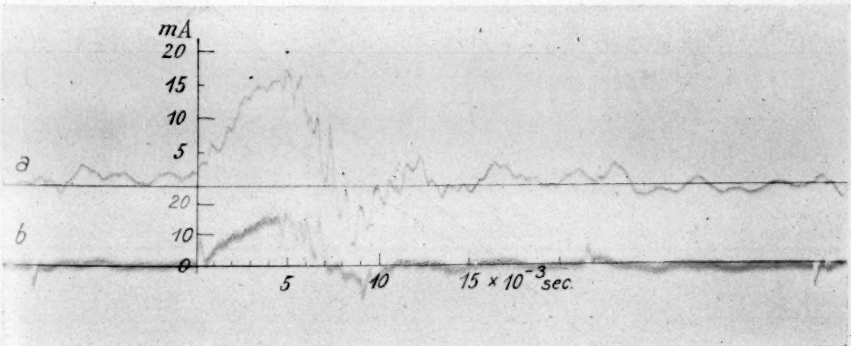


Fig. 7. Entladung über weiche Röhre, 2 mA Mittelwert. Sekundärstrom a) in der Mitte, b) am Anfang der Sekundärspule.

P

No

Orig

E.

A.

P.

PA

W

Ein

lich
mit
Sch
Ein
Reg
wer
Rich
Hei
nich
ledi
dür
da
zwe

Sch

und
Asb
auf
Wi
wic
fest
pul
ver
wu
ein
wie
As